

03;04;10

Сверхкороткий электронный пучок и объемный сильноточный разряд в воздухе при атмосферном давлении

© В.Ф. Тарасенко,¹ С.Б. Алексеев,¹ В.М. Орловский,¹ В.Г. Шпак,² С.А. Шунайлов²

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

² Институт электрофизики Уро РАН,
620016 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 3 апреля 2003 г. В окончательной редакции 9 декабря 2003 г.)

Исследованы условия формирования электронного пучка и объемного разряда в воздухе при атмосферном давлении и субнаносекундном фронте импульса напряжения. Показано, что электронный пучок в газовом диоде возникает на фронте импульса напряжения за время ~ 0.5 ns, имеет длительность на полувывоте ≤ 0.4 ns, среднюю энергию электронов ~ 0.6 от напряжения на газовом диоде и прекращается по достижении максимального напряжения на промежутке. Получен электронный пучок со средней энергией электронов 60–80 keV и амплитудой тока ≥ 70 A. Предполагается, что электронный пучок формируется из электронных лавин, возникающих в промежутке за счет ионизации газа быстрыми электронами, при достижении критического поля между фронтом расширяющегося плазменного облака и анодом. Получен объемный наносекундный разряд с удельной мощностью энерговода ≥ 400 MW/cm³, плотностью тока разряда на аноде до 3 kA/cm² и удельным энергокладом за 3–5 ns ~ 1 J/cm³.

Формирование ускоренных электронов и рентгеновского излучения в газонаполненных диодах при повышенном давлении исследовалось многими научными группами (см., например, обзор [1] и монографию [2], а также ссылки в них). Однако амплитуды тока пучка электронов, полученные в молекулярных газах, не превышали долей ампера [1]. Кроме того, параметры пучка электронов и условия его появления, а также интерпретация этого явления существенно отличались в различных работах. Например, критическое поле, которое достаточно для убегания электронов в воздухе при атмосферном давлении, приведенное в [1], отличалось от полученного в [2,3] в 2 и более раз. Средняя энергия электронов пучка при атмосферном давлении воздуха в [1] превышала максимальное напряжение на промежутке в 1.5 раз, а в [4,5] была почти вдвое ниже максимального напряжения. Эффект появления ускоренных электронов в разряде при повышенных давлениях и их влияния на характеристики разряда в настоящее время изучен недостаточно и во многих монографиях не рассматривался [6].

В 2002 г. [4,5] было показано, что можно существенно увеличить амплитуду электронного пучка, сформированного в газовом диоде при атмосферном давлении гелия [4], молекулярных газов (воздух, азот) и смеси CO₂–N₂–He [5,7]. Электронный пучок в [4] был получен при средних значениях параметра E/p (E — напряженности электрического поля, p — давление газа) как выше критических для достижения эффекта „убегания электронов“, так и при сравнительно малых средних значениях параметра E/p , которые были существенно меньше критических.

Цель данной работы — определить условия, при которых в газовом диоде формируется пучок электронов

с наибольшей амплитудой, и сформировать объемный разряд в воздухе атмосферного давления с высокой удельной мощностью энерговода.

Исследования были проведены с использованием двух генераторов наносекундных импульсов типа РАДАН, которые подробно описаны в [8,9]. Генератор 1 (РАДАН-303) имел волновое сопротивление 45 Ω и формировал на согласованной нагрузке импульсы напряжения от 50 до 170 kV (напряжение холостого хода до 340 kV) при длительности импульса напряжения на полувывоте ~ 5 ns и фронте импульса напряжения ~ 1 ns [8]. Напряжение на газовом промежутке могло плавно изменяться при изменении зазора основного разрядника.

Генератор 2 (РАДАН-220) имел волновое сопротивление 20 Ω и формировал на разрядном промежутке импульс напряжением с амплитудой ~ 220 kV и длительностью на полувывоте ~ 2 ns при фронте импульса напряжения ~ 0.3 ns [9]. Конструкция газового диода была одинакова для обоих генераторов. Использовались, как и в большинстве работ, посвященных изучению рентгеновского излучения и быстрых электронов в газовых диодах, плоский анод и стержневой катод. Данная геометрия разрядного промежутка обеспечивала усиление поля у катода. Катод для обоих генераторов был выполнен в виде трубки из стальной фольги толщиной 50 μm и диаметром 6 mm, закрепленной на металлическом стержне такого же диаметра, или из графитового стержня диаметром 6 mm с закругленными краями. Плоский анод, через который осуществлялся вывод электронного пучка, был образован AlBe фольгой толщиной 45 μm, либо Al фольгой толщиной 10 μm, либо сеткой с прозрачностью по свету 50–70%. Расстояние между катодом и анодом изменялось от 13 до 20 mm.

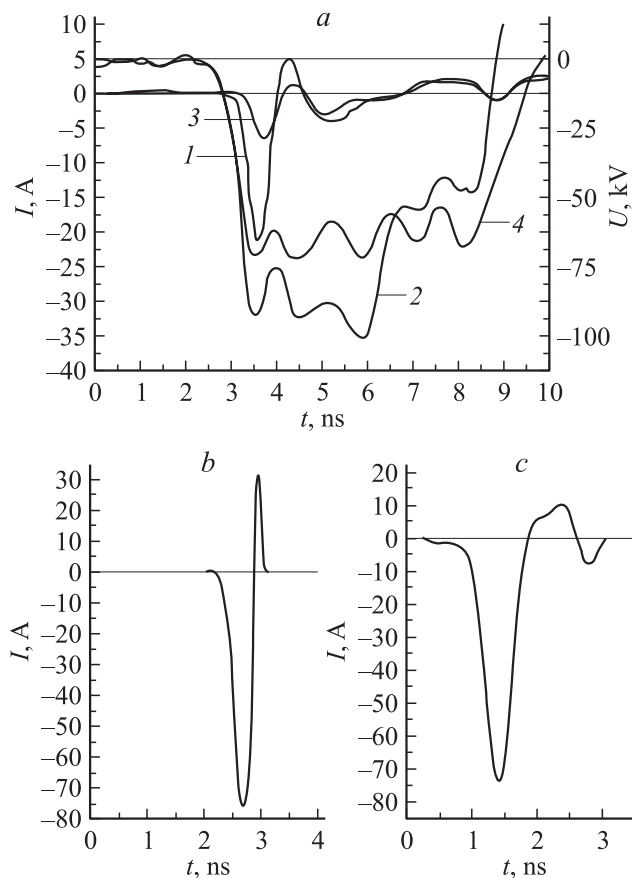


Рис. 1. *a* — осциллограммы импульсов тока пучка электронов за AlBe фольгой толщиной $45 \mu\text{m}$ (I , 3) и импульсов напряжения на газовом диоде (2, 4), полученные на генераторе 1: зазор в диоде $d = 16 \text{ mm}$, напряжение холостого хода генератора 260 (I , 2) и 155 kV (3, 4); *b, c* — осциллограммы, полученные на генераторе 2: зазор в диоде $d = 16 \text{ mm}$, диаметр коллектора 20 (*b*) и 50 mm (*c*).

Для регистрации сигналов с емкостного делителя, коллекторов и шунтов применялся осциллограф TDS-684B с полосой 1 GHz, имеющий 5 GS/s (5 точек на 1 ns). Свечение разряда фотографировалось цифровым фотоаппаратом.

На основе изменений импульсов напряжения на газовом диоде и тока пучка электронов, а также наблюдений за формой разряда в промежутке при изменении зазора анод–катод, типа катода, напряжения на газовом диоде было установлено следующее.

Электронный пучок возникает на фронте импульса напряжения и имеет длительность на полувысоте не более 0.4 ns (рис. 1). Максимум тока пучка обычно регистрируется после достижения максимума напряжения на промежутке. Амплитуда тока пучка за фольгой в оптимальных условиях превышала 40 А для генератора 1 и 70 А для генератора 2 (рис. 1, *b, c*). При увеличении амплитуды напряжения максимум тока пучка сдвигается к началу импульса напряжения (рис. 1, *a*) и при максимальных напряжениях заканчивался на его фронте. При уменьшении напряжения, время запазды-

вания появления пучка электронов увеличивается до $\sim 1 \text{ ns}$ и пучок регистрируется в начале квазистационарной фазы импульса напряжения, однако амплитуда тока пучка при этом существенно уменьшается. На рис. 2 приведены зависимости амплитуды тока пучка, амплитуды напряжения на промежутке в первом максимуме и амплитуды тока разряда во время первого максимума. При фиксированном межэлектродном расстоянии, длительности фронта импульса напряжения, сорте и давлении газа (в данном случае 1 atm воздуха) существует достаточно узкий оптимум по напряжению генератора, где регистрируются максимальные амплитуды тока пучка электронов за фольгой. Зависимости напряжения на промежутке и тока разряда в этих условиях, несмотря на существенное изменение амплитуды тока пучка, являются практически линейными (рис. 2, кривые 2 и 3). Разрядный ток появляется с малой задержкой относительно времени подачи напряжения на промежуток и на 0.3–1 ns опережает ток электронного пучка, регистрируемый за фольгой. Величина и длительность разрядного тока существенно превышает амплитуду и длительность тока пучка: например, при напряжении холостого хода первого генератора $\sim 270 \text{ kV}$ и величине зазора 17 mm амплитуды тока составили соответственно 2400 и 40 А. После окончания импульса тока пучка электронов разряд обычно продолжается в квазистационарной фазе и носит объемный характер. Фотографии свечения разряда (рис. 3) получены с торца при сетчатом аноде и сбоку при аноде из фольги. Видно, что разряд является объемным и только у катода видны яркие пятна. С увеличением напряжения генератора на фоне объемного разряда появляются яркие нитевидные каналы, а на осциллограмме напряжения регистрируется спад напряжения (примерно на половину начального) (рис. 1, *a*, осциллограмма 2). На генераторе 1 при сохранении объемного характера разряда в течение 3 ns плотность тока на аноде достигает $\sim 3 \text{ kA/cm}^2$, удельная энергия, вложенная в газ, $\sim 1 \text{ J/cm}^3$ и удельная

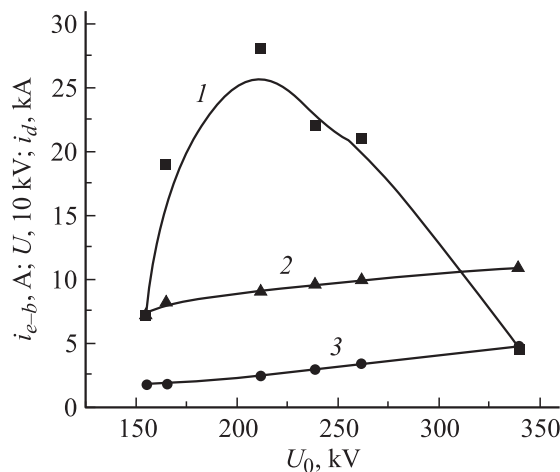


Рис. 2. Зависимости тока пучка электронов за AlBe фольгой толщиной $45 \mu\text{m}$ (I), напряжения на промежутке (2) и тока разряда (3) от напряжения холостого хода генератора 1.

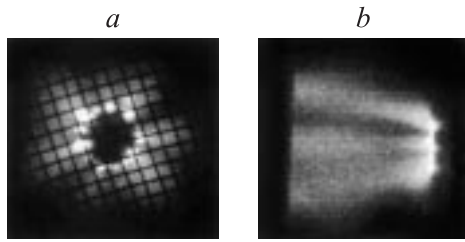


Рис. 3. Свечение разряда в промежутке при съемке с торца (*a*) и сбоку (*b*). Генератор 2, сетка имеет ячейку со сторонами 1 мм.

мощность энерговода $\sim 400 \text{ MW/cm}^3$, а при длительности объемной стадии 5 ns плотность тока на аноде достигает $\sim 1.5 \text{ kA/cm}^2$, удельная мощность энерговода $\sim 200 \text{ MW/cm}^3$ и удельная энергия, вложенная в газ, также $\sim 1 \text{ J/cm}^3$. При максимальном напряжении генератора 1 средняя величина параметра E/p после окончания тока пучка составила в квазистационарной фазе $\sim 0.08 \text{ kV/cm}$. Торг. Отметим, что обычно для квазистационарной фазы объемного разряда, которая регистрируется после пробоя газового промежутка, характерно напряжение на промежутке более низкое, чем при пробое промежутка [2,10]. В условиях данного эксперимента зарегистрирован режим самостоятельного разряда, при котором в режиме однократных импульсов без предварительной ионизации напряжение в промежутке максимально в квазистационарной стадии разряда (рис. 1, *a*, осциллограммы 2 и 4).

На основе анализа полученных экспериментальных данных, используя информацию об известных процессах при разрядах в газах [1,2,6], мы считаем, что в исследованных условиях реализуется следующая динамика развития пробоя газа в промежутке.

При подаче высоковольтного импульса напряжения на его фронте должен начинаться известный процесс лавинного размножения электронов, при котором концентрация электронов растет по закону $N = N_0 \exp(\alpha d)$, где α — коэффициент объемной ионизации, d — межэлектродный зазор. Число электронов в лавине при наличии одного начального электрона может увеличиться без образования стримера в $\sim 10^8$ раз [6]. Соответственно критическое количество электронов в одной лавине $N_c \approx 10^8$. Для получения тока объемного разряда в несколько килоампер, что соответствует условиям на рис. 1, *a*, за 1 ns надо создать в промежутке $\sim 10^{14}$ электронов, соответственно число начальных электронов N_0 должно быть $\sim 10^6$ электронов и более. Однако расстояние x_c , на котором лавина достигает критического размера в воздухе при атмосферном давлении и напряженности электрического поля $\sim 100 \text{ kV/cm}$, согласно $x_c = (\ln N_c)/\alpha$, составляет всего 0.2 mm [2], что существенно меньше длины промежутка в используемом газовом диоде. Тогда как, используя метод оборванного разряда, мы наблюдали свечение всего промежутка за время $\sim 1 \text{ ns}$. Для формирования разряда во всем промежутке за время $\sim 1 \text{ ns}$ важнейшую

роль в этих условиях играет усиление электрического поля на катоде, который имел форму стержня с острой кромкой. При подаче высоковольтного импульса напряжения на катоде электрическое поле значительно усиливается и часть начальных электронов, как мы предполагаем, набирает энергию около $\sim 1 \text{ keV}$. Скорость электрона v_e при его энергии $\sim 1 \text{ keV}$ будет составлять $\sim 1.9 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$. Известно [6], что $v_e = 5.93 \cdot 10^7 (\varepsilon)^{1/2}$, где ε — энергия электрона. Тогда, если потери энергии в газе при движении электронов с энергией $\sim 1 \text{ keV}$ будут компенсироваться возрастающим электрическим полем, они пересекут промежуток за время $\sim 0.8 \text{ ns}$, что соответствует времени нарастания тока через промежуток. Как показано в [11], быстрые электроны могут проходить большие расстояния в газовых промежутках и при слабом электрическом поле. Для реализации такой ситуации энергия электрона должна превышать энергию, соответствующую максимуму неупругих сечений для газа, заполняющего промежуток. Более того, в [12] показано, что кривая Пашена содержит дополнительную верхнюю ветвь, описывающую отсутствие самостоятельного разряда при высоких электрических полях.

Начальные электроны в данных условиях создаются на катоде за счет усиления электрического поля и взрывной электронной эмиссии. В экспериментах с оборванным разрядом в начале импульса напряжения мы наблюдали на катоде множество мелких ярких точек, число которых при увеличении времени запаздывания срабатывания срезающего разрядника уменьшалось, а размер и яркость увеличивались. Мы предполагаем, что часть начальных электронов за счет усиления электрического поля у катода ускоряется до энергии $\sim 1 \text{ keV}$. Далее при своем движении к аноду эти электроны ионизируют газ в промежутке и создают начальные электроны, из которых развиваются все новые и новые лавины, обеспечивающие рост тока через промежуток. Таким образом, формируется плазменное облако, которое расширяется к аноду со скоростью электронов, набирающих энергию $\sim 1 \text{ keV}$. Электроны с существенно большей энергией, чем 1 keV, пересекают разрядный промежуток за доли наносекунд и имеют меньшую ионизирующую способность. При расширении плазменного облака, с одной стороны, происходит экранировка объемным зарядом острых кромок катода, а с другой стороны, положительный заряд неподвижных ионов после ухода электронов к аноду усиливает электрическое поле на катоде. Для точного учета вклада этих процессов, а также для определения функции распределения электронов по скоростям и динамики распределения электронов по промежутку необходимо теоретическое моделирование. В данных условиях плазменное облако должно расширяться к аноду со скоростью $\sim 1.6 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$, чтобы при достижении анода обеспечить перекрытие промежутка в условиях данного эксперимента за время $\sim 1 \text{ ns}$. Так как область, занятая плазмой, расширяется к аноду и ее проводимость больше, чем у остальной части промежутка, то электрическое поле между границей плазмы и анодом все время будет усиливаться. Расширение

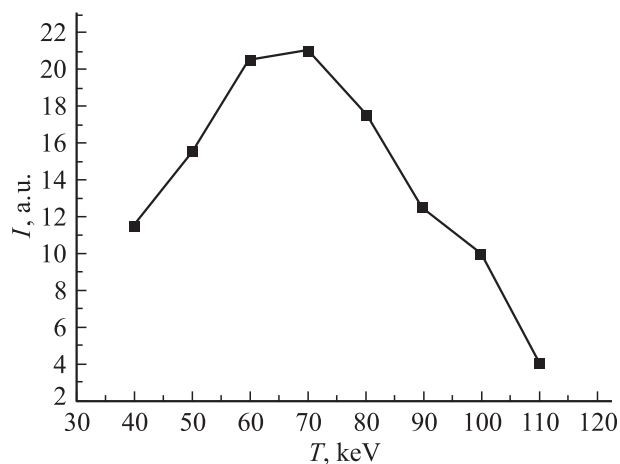


Рис. 4. Распределение электронов пучка по энергиям при давлении воздуха в диоде 1 atm, полученное методом фольг на генераторе I при напряжении холостого хода 270 kV. Зазор в диоде $d = 17$ mm.

области занятой плазмой в результате приведет к достижению между плазменным облаком и анодом поля, превышающего критическое, которое составляет в воздухе $0.8\text{--}3.5$ kV/cm · Torr согласно [2,3], и к формированию электронного пучка с амплитудой в десятки ампер. За счет высокого поля между фронтом движущейся плазмы и анодом „перемыкание“ промежутка после достижения критического поля происходит очень быстро (за доли наносекунд), что и определяет длительность тока пучка. Понятно, что энергия электронов будет меньше, чем энергия электронов, ускоренных в вакууме при том же напряжении на промежутке, так как часть напряжения падает на сопротивлении, которым обладает расширяющаяся плазма. На рис. 4 показано распределение электронов по энергиям, где I — количество электронов в заданном энергетическом интервале. Распределение было получено из амплитуд максимального тока за набором различной толщины из Al фольг. Толщина одной фольги составляла $10\ \mu\text{m}$. Электроны в исследованном режиме имеют среднюю энергию порядка 65 keV. Если взять половину электронов от количества электронов со средней энергией, то их энергии будут составлять от 30 до 95 keV. Данный режим формирования тока пучка в газе при повышенных давлениях существенно отличается от описанного в [1], где в подобных условиях токи пучка были на два порядка меньше, а средняя энергия электронов в 1.5 раза превышала максимальное напряжение на промежутке. Отметим, что фронт плазмы при росте лавин состоит из электронов, вследствие этого пространственный заряд электронного облака дает дополнительное ускорение части электронов, которые находятся на краю электронного облака, к аноду. При этом часть электронов может иметь энергию, большую, чем напряжение на диоде [1]. Понятно, что число электронов в пучке должно быть существенно меньше, чем число электронов в лавинах, а число электронов с энергией, превышающей приложенное напряжение, должно

быть существенно меньше, чем число электронов в пучке со средней энергией. Окончание тока пучка при максимальном напряжении на промежутке обусловлено тем, что после достижения электронами пучка анода электрическое поле в промежутке выравнивается и градиента поля недостаточно для „убегания электронов“. В эксперименте (рис. 1, а) ток пучка за фольгой на „плоской“ части импульса напряжения регистрируются только в начале „плоской“ вершины импульса напряжения.

Сохранение объемного характера разряда в промежутке во время всего импульса напряжения (рис. 1, осциллограмма 4) обусловлено лавинным характером разряда в промежутке на первом этапе и предыонизацией промежутка быстрыми электронами, сформированными у катода. Стабилизация амплитуды тока разряда при высоких средних полях на промежутке ($E/p \sim 0.05\text{--}0.08$ kV/cm · Torr), по-видимому, обусловлена увеличением потерь энергии электронов при прохождении их через созданную при развитии разряда на фронте импульса напряжения плазму, а также из-за процесса рекомбинации. Считаем, что исследованный режим разряда не описан в известной литературе [1,2].

В заключение отметим, что полученные экспериментальные данные позволят уточнить физику процессов импульсного пробоя газовых промежутков при высоких перенапряжениях. Данный режим получения сверхкоротких электронных пучков в газовых диодах должен найти применение для создания простых, компактных ускорителей субнаносекундных электронных пучков и источников субнаносекундных рентгеновских импульсов, а объемный разряд будет широко использован в импульсных лазерах на плотных газах и импульсных источниках мощного спонтанного излучения. К настоящему времени в Институте сильноточной электроники СО РАН имеется ускоритель электронов, который формирует электронный пучок в воздухе при атмосферном давлении с током более 70 А при длительности на полувысоте ~ 0.3 ns и средней энергии электронов ~ 70 keV, а также создан малогабаритный CO₂ лазер с энергией излучения 18 mJ, в котором предыонизация осуществлялась пучком, сформированным в той же газовой смеси.

Авторы благодарят за помощь в проведении этой работы М.И. Яландина и А.В. Феденева.

Список литературы

- [1] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 7. С. 49–82.
- [2] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. // Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [3] Коляда Ю.Е. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 16. С. 52–56.
- [4] Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 16. С. 45–53.
- [5] Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 10. С. 29–35.

- [6] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [7] Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. // Изв. вузов. Физика. 2003. Т. 46. № 3. С. 94–95.
- [8] Яландин М.И., Шпак В.Г. // ПТЭ. 2001. № 3. С. 5–31.
- [9] Загулов Ф.Я., Котов А.С., Шпак В.Г., Юрике Я.Я., Яландин М.И. // ПТЭ. 1989. № 2. С. 146–149.
- [10] Савин В.В., Тарасенко В.Ф., Бычков Ю.И. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 1. С. 198–201.
- [11] Бабич Л.П., Донской Е.Н., Зеленский К.Ф., Ильяев Р.И., Куцык И.М., Лойко Т.В., Рюсель-Дюпре Р.А. // ДАН. 2002. Т. 383. № 1. С. 31–33.
- [12] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 5. С. 264–269.