

УДК 537.52

О МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ

В. Ф. Тарасенко¹, С. И. Яковленко, В. М. Орловский¹, А. Н. Ткачев

Экспериментально и теоретически исследованы условия формирования электронного пучка в различных газах при атмосферном давлении и наносекундной длительности импульса напряжения. Получен электронный пучок (50 – 130 кэВ) с рекордной амплитудой тока (в воздухе ~ 70 А, в гелии ~ 200 А). Показано, что получение сильноточного пучка при высоком давлении возможно ввиду того, что имеют место (теоретически обнаруженные недавно) верхние ветви кривых, характеризующих как критерий убегания электронов, так и критерий зажигания разряда (критерий Таунсенда–Пашена). При этом электронный пучок формируется в той стадии пробоя, когда плазма, образующаяся на катоде, подходит к аноду на малое расстояние.

Первые сообщения о регистрации рентгеновского излучения при импульсных разрядах в плотных газах появились в конце 60-х годов [1, 2]. Затем формирование быстрых электронов и рентгеновского излучения в газонаполненных диодах при повышенном давлении исследовалось многими научными группами (см., например, литературу в [3, 4] и работы [5 – 9]). Однако амплитуды тока пучка электронов, полученные в плотных газах до 2002 года, не превышали долей ампера [3]. Параметры пучка электронов и условия его появления, а также интерпретация этого явления существенно отличаются в различных работах [1 – 9].

¹Институт сильноточной электроники СО РАН, пр. Академический, 4, Томск, 634055, Россия, E-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru.

Относительно теоретического рассмотрения следует отметить, что сам эффект появления убегающих электронов в газе трактовался аналогично теории для полностью ионизованной плазмы (см., например [10 – 14]), где отсутствует размножение электронов. Такого рода рассмотрение приводит к локальному критерию убегания электронов.

В 2002 году [7, 8] было показано, что можно существенно увеличить амплитуду электронного пучка, сформированного в газовом диоде при атмосферном давлении гелия [7], молекулярных газов (воздух, азот) и смеси CO_2-N_2-He [8, 9]. В то же время была внесена некоторая ясность в вопрос о критерии убегания электронов в газе [15]. Было показано, что для газа этот критерий имеет принципиально нелокальный характер и соответствует ситуации, когда длина размножения электронов (обратный коэффициент Таунсенда [16]) сравнивается с расстоянием между электродами. При этом, поскольку коэффициент Таунсенда падает с ростом параметра E/p (E – напряженность электрического поля, p – давление газа), имеют место верхние ветви кривых, характеризующих критерий убегания электронов и критерий зажигания разряда (кривая Пашена) [15].

Электронный пучок был получен как при малых давлениях [7], когда средние значения параметра E/p превышают критические значения (в смысле работы [15]) для достижения эффекта убегания электронов, так и при сравнительно больших давлениях [7 – 9], когда средние значения параметра E/p существенно меньше критических. Получение мощных импульсов при больших давлениях нуждается в интерпретации.

Ниже на основе измеренных временных характеристик тока пучка и данных о пространственной структуре разряда показано, что критические поля (в смысле работы [15]) достигаются при приближении плазмы к аноду, и в это время генерируется короткий мощный импульс тока электронного пучка.

Экспериментальная установка. Исследования были проведены с использованием трех различных генераторов наносекундных импульсов типа РАДАН, которые подробно описаны в [17, 18]. Генератор 1 (СИНУС) имел волновое сопротивление 30 Ом и формировал на согласованной нагрузке импульс напряжением $\sim 200 \text{ кВ}$ и длительностью на полувысоте $\sim 3 \text{ нс}$, при фронте импульса напряжения $\sim 1 \text{ нс}$ [17]. С этим генератором применялся диод, заполненный воздухом, или азотом, или смесью CO_2-N_2-He при давлении 760 Торр , и использовалось два катода.

Катод N1 представлял собой набор трех цилиндров (диаметры 12, 22, 30 мм) из Ti фольги толщиной 50 мкм, вставленных друг в друга и закрепленных на дюралевой подложке диаметром 36 мм таким образом, что они имели общую ось. Высота колец уменьшалась на 2 мм от меньшего к большему.

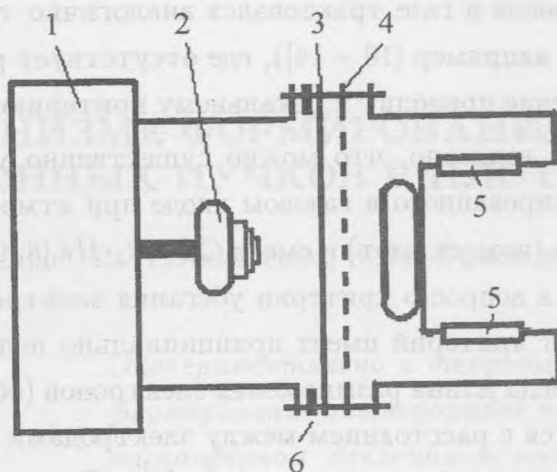


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. 1 – генератор, 2 – катод, 3 – фольга или сетка, 4 – дополнительная фольга для измерения энергии электронов пучка, 5 – шунты для измерения тока пучка, 6 – шунт для измерения полного тока в газовом диоде.

Катод N2 был выполнен из графита в виде таблетки диаметром 29 мм, края которой были закруглены, и которая была выпуклой в сторону фольги с радиусом кривизны 10 см (см. рис. 1). Графитовый катод размещался на медном держателе диаметром 30 мм.

Вывод электронного пучка осуществлялся через $AlBe$ фольгу толщиной 45 мкм или через сетку с прозрачностью 50%. Конструкция газового диода показана на рис. 1. Данная геометрия разрядного промежутка обеспечивала концентрацию поля у катода.

Генератор 2 (РАДАН-303) имел волновое сопротивление 45 Ом и формировал на согласованной нагрузке импульсы напряжения от 50 до 170 кВ (напряжение холостого хода до 340 кВ) при длительности импульса напряжения на полувысоте ~ 5 нс и фронте импульса напряжения ~ 1 нс [18]. Напряжение на газовом промежутке могло плавно изменяться при изменении зазора основного разрядника генератора.

Генератор 3 (РАДАН-220) имел волновое сопротивление 20 Ом и формировал на разрядном промежутке импульс напряжения с амплитудой ~ 220 кВ и длительностью на полувысоте ~ 2 нс, при фронте импульса напряжения ~ 0.3 нс [19]. Конструкция газового диода была одинакова для обоих генераторов РАДАН.

Плоский анод, через который осуществлялся вывод электронного пучка, был образован $AlBe$ фольгой толщиной 45 мкм, либо Al фольгой толщиной 10 мкм, либо сеткой

с прозрачностью по свету 50 – 70%. Расстояние между катодом и анодом изменялось от 13 до 20 мм.

Ток пучка измерялся с помощью коллектора, представляющего медный диск диаметром 50 мм, установленный на расстоянии 10 мм от фольги. Диск нагружался на коаксиальный кабель или одновременно на коаксиальный кабель и низкоомный шунт. В качестве коллектора пучка также использовались электроды малой площади, нагруженные на коаксиальный кабель, графитовый электрод, нагруженный на полосковую линию, и классический цилиндр Фарадея. Конструкция цилиндра Фарадея позволяла откачивать форвакуумным насосом пространство между фольгой и измерительным электродом. Распределение электронов по энергиям определялось методом фольг. Для регистрации сигналов с емкостного делителя, коллекторов и шунтов применялся осциллограф TDS-684B с полосой 1 ГГц, имеющий 5 GS/s (5 точек на 1 нс). Свечение разряда фотографировалось цифровым фотоаппаратом.

Результаты измерений. На основе измерений 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 в воздухе не более 0.4 нс, рис. 2. Максимум тока пучка обычно регистрируется после достижения максимума напряжения на разрядном промежутке. Амплитуда тока пучка за фольгой при давлении газа 1 атм в оптимальных условиях в гелии на генераторе 1 составила ~ 200 А, а в воздухе превысила 40 А для генератора 1 и 70 А для генератора 2, рис. 2.

При увеличении амплитуды напряжения, максимум тока пучка сдвигался к началу импульса напряжения и при максимальных напряжениях заканчивался на его фронте. При уменьшении напряжения, время запаздывания появления пучка электронов увеличивается до ~ 1 нс и пучок регистрируется в начале квазистационарной фазы импульса напряжения, однако амплитуда тока пучка при этом существенно уменьшается.

При фиксированном межэлектродном расстоянии, длительности фронта импульса напряжения, сорте и давлении газа (в данном случае 1 атм воздуха) существует достаточно узкий оптимум по напряжению холостого хода генератора, при которых регистрируются максимальные амплитуды тока пучка электронов за фольгой (рис. 3). При этом зависимости напряжения на промежутке и тока разряда от напряжения холостого хода генератора 2 в условиях генерации пучка, несмотря на существенное изменение

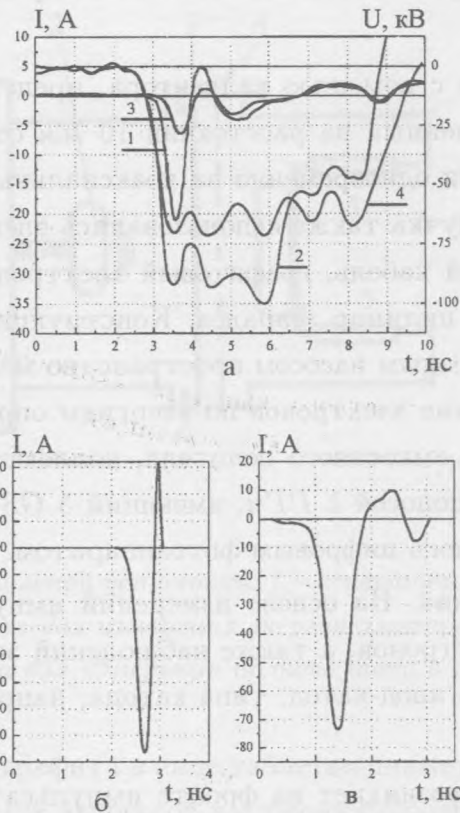


Рис. 2. а) Осциллограммы импульсов тока пучка электронов за $AlBe$ фольгой толщиной 45 мкм (1,3) и импульсов напряжения на газовом диоде (2,4), полученные на генераторе 2 в воздухе при атмосферном давлении. Зазор в диоде $d = 16$ мм, напряжение холостого хода генератора 260 кВ (1,2) и 155 кВ (3,4). б, в). Осциллограммы импульсов тока пучка электронов за $AlBe$ фольгой толщиной 45 мкм, полученные на генераторе 3. Зазор в диоде $d = 16$ мм, диаметр коллектора 20 (б) и 50 (в) мм.

амплитуды тока пучка, являются практически линейными (рис. 3, кривые 2 и 3).

Разрядный ток появляется с малой задержкой относительно времени подачи напряжения на промежуток и на 0.3 – 1 нс опережает ток электронного пучка, регистрируемый за фольгой. Величина и длительность разрядного тока существенно превышают амплитуду и длительность тока пучка. Например, в воздухе при напряжении холостого хода первого генератора ~ 270 кВ и величине зазора 17 мм амплитуды тока составили, соответственно, 2400 А и 40 А. После окончания импульса тока пучка электронов разряд обычно продолжается в квазистационарной фазе и носит объемный характер.

На рис. 4 приведены фотографии свечения разряда, полученные с торца при сет-

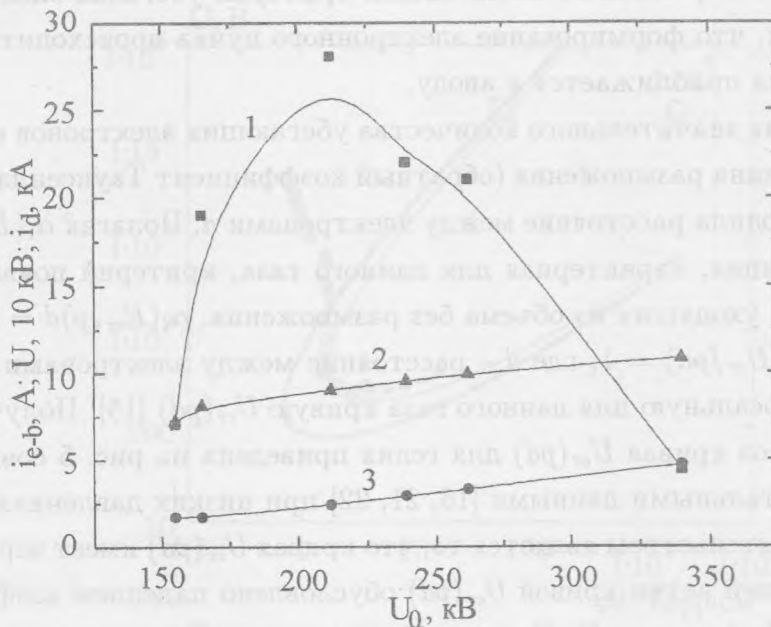


Рис. 3. Зависимости тока пучка электронов за AlBe фольгой толщиной 45 мкм (1), напряжения на разрядном промежутке (2) и тока разряда (3) от напряжения холостого хода генератора 2.

чатом аноде и сбоку при аноде из фольги. Видно, что разряд имеет форму объемных струй и у катода видны яркие пятна.

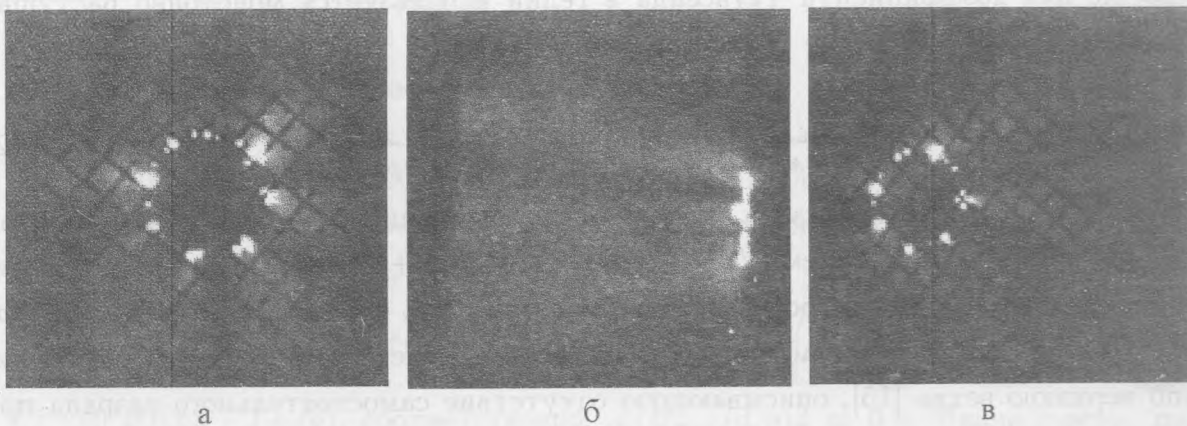


Рис. 4. Фотографии свечения разряда в промежутке при съемке с торца (а), сбоку (б) и под углом (в). Генератор 3, сетка имеет ячейку со сторонами 1 мм.

Интерпретация результатов. При интерпретации наблюдаемого процесса форми-

рования пучка мы опираемся на нелокальный критерий убегания электронов [15]. При этом мы полагаем, что формирование электронного пучка происходит в моменты времени, когда плазма приближается к аноду.

Для наблюдения значительного количества убегающих электронов необходимо, чтобы характерная длина размножения (обратный коэффициент Таунсенда α_i^{-1}) была сравнима или превосходила расстояние между электродами d . Полагая $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$, где $\xi(E/p)$ – функция, характерная для данного газа, критерий появления заметного числа электронов, уходящих из объема без размножения, $\alpha_i(E_{cr}, p)d = 1$ можно переписать в виде $pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1$, где d – расстояние между электродами. Этот критерий определяет универсальную для данного газа кривую $U_{cr}(pd)$ [15]. Полученная на основе численных расчетов кривая $U_{cr}(pd)$ для гелия приведена на рис. 5 совместно с известными экспериментальными данными [16, 21, 22] при низких давлениях.

Важным обстоятельством является то, что кривая $U_{cr}(pd)$ имеет верхнюю ветвь. Существование верхней ветви кривой $U_{cr}(pd)$ обусловлено падением коэффициента Таунсенда с ростом E/p (см. рис. 6). Падение коэффициента Таунсенда в свою очередь обусловлено падением сечения ионизации с ростом энергии налетающего электрона и тем, что с ростом E/p энергия размножающихся электронов растет.

Падение коэффициента Таунсенда хорошо описывается аппроксимацией [15]

$$\xi(E/p) = \frac{5.4}{\text{см} \cdot \text{Торр}} \exp \left(- \left(\frac{14 \cdot B}{\text{см} \cdot \text{Торр}} \cdot \frac{1}{E/p} \right)^{0.5} - \frac{1.5 \cdot 10^{-3} B}{\text{см} \cdot \text{Торр}} \cdot E/p \right), \quad (1)$$

обычно же для коэффициента Таунсенда в гелии используется монотонно растущая аппроксимация [16]

$$\alpha_i = \frac{4.4p}{\text{см} \cdot \text{Торр}} \exp \left(- \frac{14p}{E} \frac{B}{\text{см} \cdot \text{Торр}} \right). \quad (2)$$

Функция $U_{cr}(pd)$ просто связана с потенциалом зажигания самостоятельного разряда $U_{br}(pd)$, определяемый условием $pd \cdot \xi(U_{br}/pd) = L \equiv \ln(1 + 1/\gamma)$ [16], где γ – коэффициент вторичной эмиссии электронов. При этом $U_{br}(pd) = L \cdot U_{cr}(pd/L)$. Функция $U_{br}(pd)$ не только включает в себя часть известной кривой Пашена, но и содержит дополнительно верхнюю ветвь [15], описывающую отсутствие самостоятельного разряда при достаточно быстро поданном высоком напряжении на электродах.

Полагая $d = 28 \text{ мм}$, $U_{max} = 200 \text{ кВ}$ при $p = 1 \text{ атм}$ имеем $pd = 2 \cdot 10^3 \text{ см} \cdot \text{Торр}$. Соответствующая точка (U_{max}, pd) изображена на рис. 5 кружком. Видно, что для выполнения критерия убегания электронов значение pd должно быть ниже примерно в

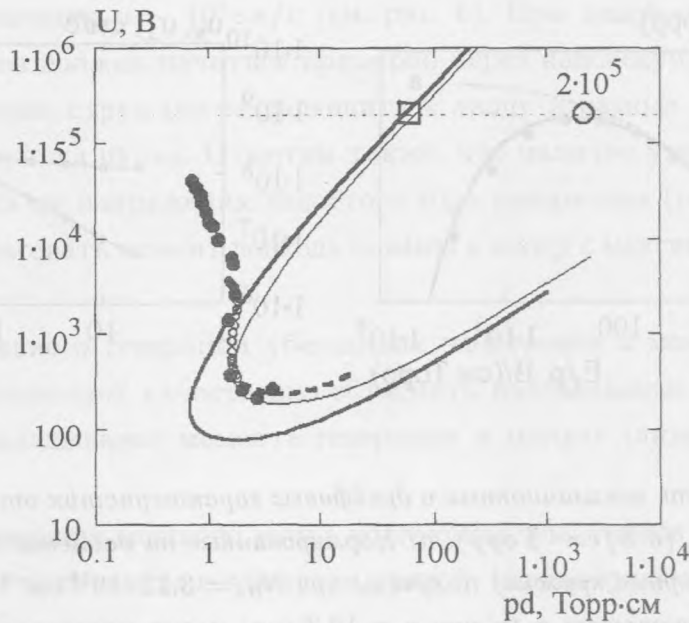


Рис. 5. Кривые $U_{cr}(pd)$, характеризующие критерий убегания электронов в гелии (сплошные жирные кривые) и кривые $U_{br}(pd)$, характеризующие критерий зажигания разряда (сплошные тонкие кривые, $L = \ln(1+1/\gamma) = 2.45$). Кружки – результаты экспериментов Пеннинга [20]; черные точки – результаты экспериментов [21], штриховая кривая – экспериментальные данные из книги [16]. Большой кружок соответствует максимальному значению напряжения в представленных экспериментах при атмосферном давлении и расстоянию между электродами $d = 28$ мм. Большой квадрат соответствует ситуации, когда "плазменный электрод" приближен к аноду на расстояние $d = 0.7$ мм.

30 раз по сравнению с экспериментальным значением. Это может произойти в моменты времени, когда распространяющаяся от катода плазма приблизилась к аноду. При $U_{max} = 200$ кВ критерий убегания удовлетворяется для $pd = 53$ см · Торр. Например, он удовлетворяется при $d = 0.7$ мм. Эта точка отмечена квадратом на рис. 5.

Действительно, $E_{max}/p = U_{max}/dp = 95$ В/(см · Торр), и согласно данным [15] (см. рис. 6), имеем $\xi(E_{max}/p) = \alpha_i(E_{max}, p)/p \approx 1.1/(см \cdot Торр)$, и соответственно, $\alpha_i(U_{max}/d, p)d \approx 2.3 \cdot 10^3$. Если же положить $d = 0.7$ мм, то $E_{max}/p = U_{max}/dp = 3.7 \cdot 10^3$ В/(см · Торр), соответственно, $\alpha_i(U_{max}/d, p)d \approx 0.8$. Иначе говоря, при малых расстояниях между плазмой и анодом реализуется режим убегания электронов.

В случае $U_{max} = 200$ кВ, $d = 0.7$ мм скорость распространения волны ионизации достигает $u \approx 10^{10}$ см/с (см. рис. 6). Соответственно, длительность пучка составит

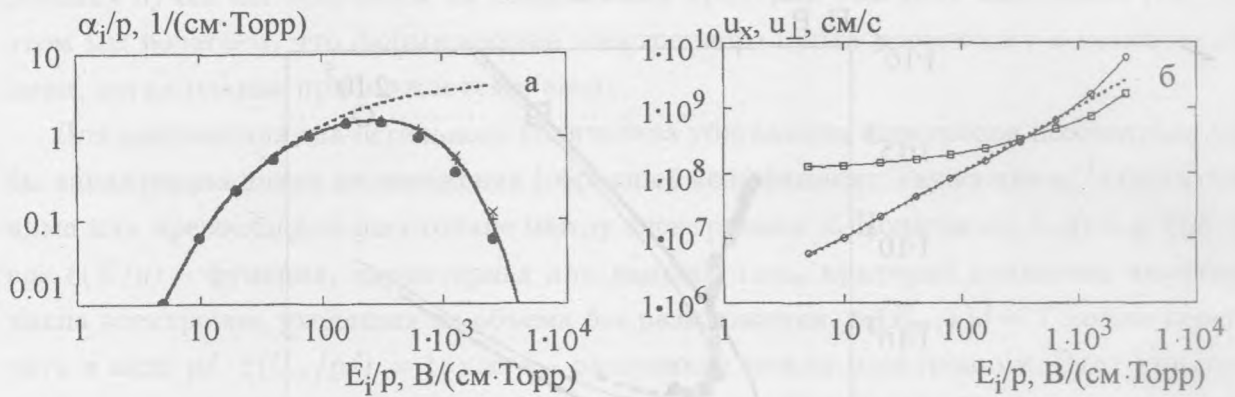


Рис. 6. Зависимость ионизационных и дрейфовых характеристик от приведенной напряженности поля E/r_{He} (в В/см · Торр). а) Нормированные на давление значения коэффициента Таунсенда α_i/p (черные кружки) получены при $N_{He} = 3.22 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($p = 100$ Торр); прямые крестики соответствуют α_i/p при $p = 10$ Торр; косые крестики – α_i/p для $p = 1$ Торр. Жирная сплошная кривая соответствует аппроксимации (1), пунктирная кривая соответствует аппроксимации (2). б) Средняя проекция скорости электронов на ось x , направленную по электрическому полю, u_x (кружки), и средний модуль скорости u_{\perp} в плоскости, перпендикулярной оси x (квадраты), $p = 100$ Торр. Пунктир – линейная аппроксимация.

$\tau \sim d/u \sim 10^{-2}$ нс. Как отмечено выше (см. рис. 2б), длительность пучка не превышает 0.3 нс на полувысоте. Временное разрешение не позволяет измерять импульсы меньшей длительности.

Процесс формирования плазмы и распространения ионизации от катода к аноду достаточно сложен и требует отдельного изучения. Отметим только простейшие моменты. Из экспериментальных данных следует, что ионизация разрядного промежутка происходит неоднородно, как бы в виде струй (см. рис. 4). В процессе распространения такой струи на ее конце поле концентрируется. Это может обеспечить сравнительно большую скорость распространения плазмы.

Например, рассматривая выступ на плоской обкладке конденсатора в виде половины вытянутого проводящего эллипсоида вращения, для коэффициента увеличения поля вблизи конца эллипсоида имеем $k = 2\epsilon^3(1 - \epsilon^2)^{-1} \left(\ln \left(\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon} \right) - 2\epsilon \right)^{-1}$, где a – большая, b – малая полуось, $\epsilon = \sqrt{1 - (b/a)^2}$ – эксцентриситет эллипсоида [23]. При размерах полуосей $a = 8 \text{ мм}$ и $b = 0.7 \text{ мм}$ поле вблизи конца эллипсоида в $k = 36$ раз больше, чем поле между обкладками конденсатора и для условий эксперимента (рис. 4) может

достигать $E/p \sim 600 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$. Такому значению поля соответствует скорость распространения ионизации $u \sim 10^9 \text{ см}/\text{с}$ (см. рис. 6). При такой скорости генерация убегающих электронов должна начаться примерно через наносекунду, что и происходит. Разумеется, разные струи могут подходить к аноду в разные моменты времени, что уширяет импульс тока пучка. Отметим также, что наличие узкого максимума зависимости тока пучка от напряжения холостого хода генератора (рис. 3) обусловлено необходимостью согласовать момент подхода плазмы к аноду с максимумом напряжения между электродами.

Итак, предположение о генерации убегающих электронов в момент приближения плазмы к аноду [8] позволяет качественно объяснить наблюдаемые временные характеристики пучка: запаздывание момента генерации и малую длительность импульса тока.

Отметим, что генерация мощного пучка убегающих электронов оказалась возможной только благодаря наличию верхней ветви кривой, характеризующей критерий убегающих электронов [15].

Авторы благодарят за предоставление генератора СИНУС С. Д. Коровина и за предоставление генераторов РАДАН В. Г. Шпака, а также В. Г. Шпака, С. А. Шунайлова, М. И. Яланина, С. Б. Алексеева и А. В. Феденева за помощь в проведении этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Станкевич Ю. Э., Калинин В. Г. ДАН СССР, **177**, N 1, 72 (1967).
- [2] Noggle R. C., Kriger E. P., and Wayland J. R. J. Appl. Phys., **39**, N 10, 4746 (1968).
- [3] Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А. УФН, **160**, В7, 49 (1990).
- [4] Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. М., Наука, 1991.
- [5] Kuehnhardt E. E. and Byszewski W. W. Phys. Rev. A, **21**, N 6, 2069 (1980).
- [6] Коляда Ю. Е. Письма в ЖТФ, **26**, В. 16, 52 (2000).
- [7] Алексеев С. Б., Орловский В. М., Тарасенко В. Ф., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **29**, В. 12 (2003, в печати).
- [8] Алексеев С. Б., Орловский В. М., Тарасенко В. Ф. Письма в ЖТФ, **29**, В. 10, 29 (2003).

- [9] Тарасенко В. Ф., Орловский В. М., Шунайлов С. А. Известия ВУЗов, Физика, **46**, N 3, 94 (2003).
- [10] Giovanelli R. G. Phil. Mag., **40**, 206 (1949).
- [11] Dreiser H. Phys. Rev., **115**, 238 (1959); **117**, 329 (1960).
- [12] Гуревич А. В. ЖЭТФ, **39**(5), 1296 (1960).
- [13] Kurlrud R. M., Sun Y. C., Winsor N. K., and Fallon H. A. Phys. Rev. Lett., **31**, 690 (1973).
- [14] Марченко В. С., Яковленко С. И. Физика плазмы, **5**(3), 590 (1979).
- [15] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **77**, N 5, 26 (2003).
- [16] Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М., Наука, 1992.
- [17] Губанов В. П., Коровин С. Д., Пегель И. В., и др. Изв. ВУЗов: Физика, N 12, 110 (1996).
- [18] Яландин М. И., Шпак В. Г. ПТЭ, N 3, 5 (2001).
- [19] Загулов Ф. Я., Котов А. С., Шпак В. Г., и др. ПТЭ, N 2, 146 (1989).
- [20] Реннинг Ф. М. Nieuwe metingen over de doorslagspanningen van edelgassen. Physica, **12**, No 4, p. 65 (1932).
- [21] Дикиджи А. Н., Клярфельд Б. Н. ЖТФ, **25**, N 6, 1038 (1955).
- [22] Батыгин В. В., Гоптыгин И. Н. Сборник задач по электродинамике, М., ГИФМЛ, 1962.

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 14 апреля 2003 г.