

10

О влиянии напряжения на формирование субнаносекундного электронного пучка в газовом диоде

© В.Ф. Тарасенко, С.И. Яковленко, В.М. Орловский, А.Н. Ткачев

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

E-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

Институт общей физики РАН, Москва

E-mail: syakov@kapella.gpi.ru

Поступило в Редакцию 10 ноября 2003 г.

Экспериментально и теоретически исследовано влияние пикового напряжения на газовом диоде на формирование субнаносекундного электронного пучка при атмосферном давлении. Теоретически показано, что увеличение напряжения на электродах приводит к уменьшению переносимого пучком заряда. Это может приводить к уменьшению амплитуды регистрируемого тока пучка при его длительности, меньшей, чем разрешение системы регистрации.

1. В работах [1–6] было показано, что при атмосферном давлении гелия, воздуха, азота и смеси $\text{CO}_2\text{--N}_2\text{--He}$ и коротком фронте импульса напряжения в газовых диодах формируются субнаносекундные электронные пучки с амплитудой в десятки-сотни ампер и энергией в десятки-сотни киловольт. Отметим что в работах, выполненных ранее (см. обзор [9]), амплитуда тока пучка, сформированного при атмосферном давлении в диоде, не превышала долей ампера. В теоретических работах [7,8] было показано, что критерий убегания электронов для газа имеет принципиально нелокальный характер и соответствует ситуации, когда длина размножения электронов (обратный коэффициент Таунсенда [10]) сравнивается с расстоянием между электродами. В [3] было обнаружено, что при увеличении напряжения импульсного генератора и напряжения на промежутке ток пучка электронов за фольгой вначале возрастает, а затем начинает уменьшаться.

Цель данной работы — провести исследования влияния напряжения, подаваемого на газовый диод, на амплитуду тока пучка и установить причину уменьшения тока пучка при увеличении электрического поля.

2. Экспериментальные исследования были проведены с использованием генератора наносекундных импульсов РАДАН-303 [11]. Генератор импульсов имел волновое сопротивление 45Ω и формировал на согласованной нагрузке импульсы напряжения от 50 до 170 kV (напряжение холостого хода до 340 kV). Длительность импульса напряжения на полувывоте составляла ~ 5 ns, а длительность фронта импульса напряжения ~ 1 ns. Напряжение на газовом промежутке могло плавно изменяться при изменении зазора основного разрядника. Конструкция газового диода была подобной используемой в [1–4,6]. Плоский анод, через который осуществлялся вывод электронного пучка, был образован AlBe фольгой толщиной $\sim 40 \mu\text{m}$ либо сеткой с прозрачностью по свету $\sim 20\%$. Расстояние между катодом и анодом изменялось от 13 до 20 mm. Эксперименты проводились при атмосферном давлении воздуха в газовом диоде. Для регистрации сигналов с емкостного делителя, коллекторов и шунтов применялся осциллограф TDS-684 В с полосой 1 GHz, имеющий 5 GS/s (5 точек на 1 ns). Свечение разряда фотографировалось цифровым фотоаппаратом.

3. Так же как и в работах [1–6], в неоднородном электрическом поле с катодом малого размера при коротком фронте напряжения на промежутке и атмосферном давлении воздуха был получен электронный пучок с амплитудой тока в десятки ампер. Разряд в промежутке состоял из объемных струй с яркими пятнами на катоде. Амплитуда тока разряда зависела от напряжения генератора и составляла несколько килоампер. Электронный пучок возникал на фронте импульса напряжения и имел длительность импульса на полувывоте не более 0.3 ns (рис. 1).

Были проведены подробные измерения зависимости тока пучка от напряжения генератора с анодом как из фольги, так и из сетки. В обеих сериях регистрировалось уменьшение тока пучка при напряжении более 210 kV. Зависимости тока пучка за фольгой и сеткой при увеличении напряжения холостого хода генератора приведены на рис. 2. В этих условиях, так же как и в [3], с ростом напряжения генератора напряжение на промежутке и ток разряда увеличивались пропорционально напряжению холостого хода генератора. Фотографирование интегрального свечения разряда в промежутке показало, что форма разряда при изменении напряжения генератора существенно не изменялась. Таким образом, при заданных межэлектродном зазоре и форме катода рост напряжения на промежутке после некоторой пороговой величины приводил к уменьшению тока пучка электронов.

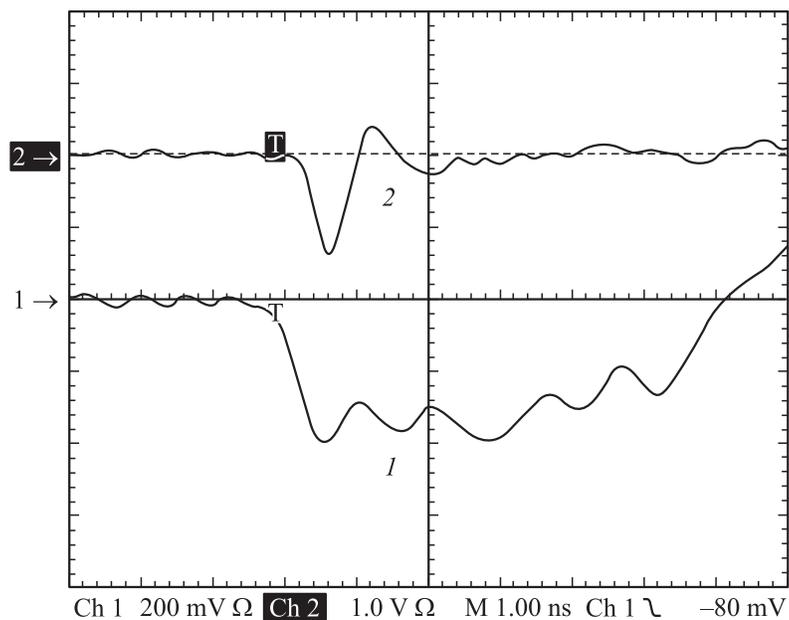


Рис. 1. Осциллограммы импульсов напряжения на газовом диоде *1* и тока пучка электронов *2*. Масштаб напряжения 45 кВ, тока 20 А и времени 1 нс (на клетку).

Следует отметить, что после достижения максимума тока пучка напряжение на газовом диоде существенно не изменяется, а ток пучка прекращается. Из этого следует, что условия, оптимальные для формирования пучка электронов, сохраняются только в течение очень короткого времени, долей наносекунды.

4. Теоретическая модель и результаты расчетов. Согласно экспериментальным данным [3], ионизация разрядного промежутка происходит неоднородно, как бы в виде струй. Такого рода струю можно пытаться качественно моделировать сектором круга в цилиндрической геометрии. Поэтому для выявления механизмов пробоя межэлектродного промежутка была использована одномерная диффузионно-дрейфовая модель, подробно описанная в работе [12]. Эта модель описывает развитие ионизации между коаксиальными цилиндрическими электродами $r_0 < r < r_1$, где r_0 , r_1 — радиусы соответственно внутреннего

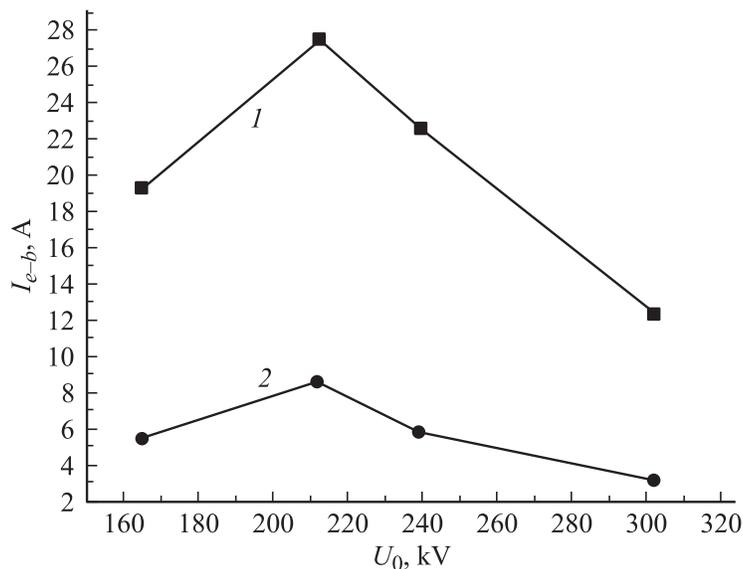


Рис. 2. Зависимости тока пучка электронов за AlBe фольгой толщиной $40\ \mu\text{m}$ 1 и за сеткой с прозрачностью 20% 2 от напряжения холостого хода генератора.

и внешнего электродов. Процессы образования плазмы и экранировки электрического поля описывались уравнениями переноса импульса и уравнениями непрерывности для электронов и ионов, а также уравнением Пуассона для электрического поля. Зависимости от напряженности поля различных величин, фигурирующих в уравнениях дрейфово-диссипативной модели (частоты ионизации, дрейфовых скоростей и коэффициентов диффузии), задавались с помощью полученных в работе [13] аппроксимаций.

Расчеты показали, что в случае почти плоских электродов ($d = r_1 - r_0 \ll r_1$) распространение волны ионизации возможно лишь в случае малых напряжений и соответственно малых коэффициентов размножения Таунсенда α_i , когда $\alpha_i \cdot d < 1$. Волна ионизации от катода к аноду в случае почти плоских электродов имела место лишь тогда, когда в начальный момент времени вблизи катода задавалась некоторая область избыточной ионизации. Отметим, что у катода мы действительно наблюдаем во всех режимах яркие плазменные образования.

Условие появления волны ионизации соответствует ситуации, когда электроны покидают разрядный промежуток, не успевая существенно размножиться. В противоположном случае ($\alpha_i d \gg 1$) объемная ионизация происходит быстрее, чем дрейфуют электроны, так что волна не успевает существенно сдвинуться за время ионизации.

В случае электродов в виде коаксиальных цилиндров с катодом малого радиуса ($d = r_1 - r_0 \gg r_0$) волна ионизации формируется как при малых, так и при больших напряжениях. Она распространяется не за счет дрейфа электронов, а за счет неоднородности электрического поля. В тех точках, где поле больше, ионизация идет более интенсивно. В этих местах плотность плазмы быстрее вырастает до значений, при которых поле экранируется, и дальнейший рост ионизации не имеет места.

Волну ионизации в неоднородном поле иллюстрирует рис. 3. Отметим, что волне повышения плотности плазмы предшествует волна повышенной напряженности электрического поля в прианодной области. Аналогичный расчет был затем проведен для тех же условий, но значение напряжения $U(t)$ в моменты времени $t > 1$ ns было увеличено в два раза. Результаты качественно совпадают с приведенными на рис. 3 для меньших напряжений. Несмотря на увеличенные значения напряжения, напряженность поля в прианодной области в момент приближения волны ионизации существенно не увеличилась. Однако уменьшилось время прохождения волны ионизации до анода.

Результаты расчетов позволяют интерпретировать механизм генерации пучка следующим образом. Следуя работе [3], мы полагаем, что электроны пучка формируются в слое толщиной $\sim 1/\alpha_i$ вблизи анода. Это происходит в моменты времени, когда волна ионизации подходит к аноду и напряженность поля в этом слое увеличивается. Однако когда волна ионизации приходит на анод, напряженность поля в прианодной области резко падает, хотя напряжение на электродах поддерживается прежним. Ясно, что при этом должны ухудшаться условия генерации пучка.

О причинах уменьшения тока пучка (рис. 2) надо сказать следующее. Дело в том, что, по-видимому, надо говорить об уменьшении не тока, а перенесенного пучком заряда с увеличением пикового напряжения на электродах. Действительно, в обсуждаемых экспериментах было невозможно определить длительность тока, меньшую 0.3 ns. Поэтому даже если ток пучка был большим, но перенесенный пучком заряд малым ввиду

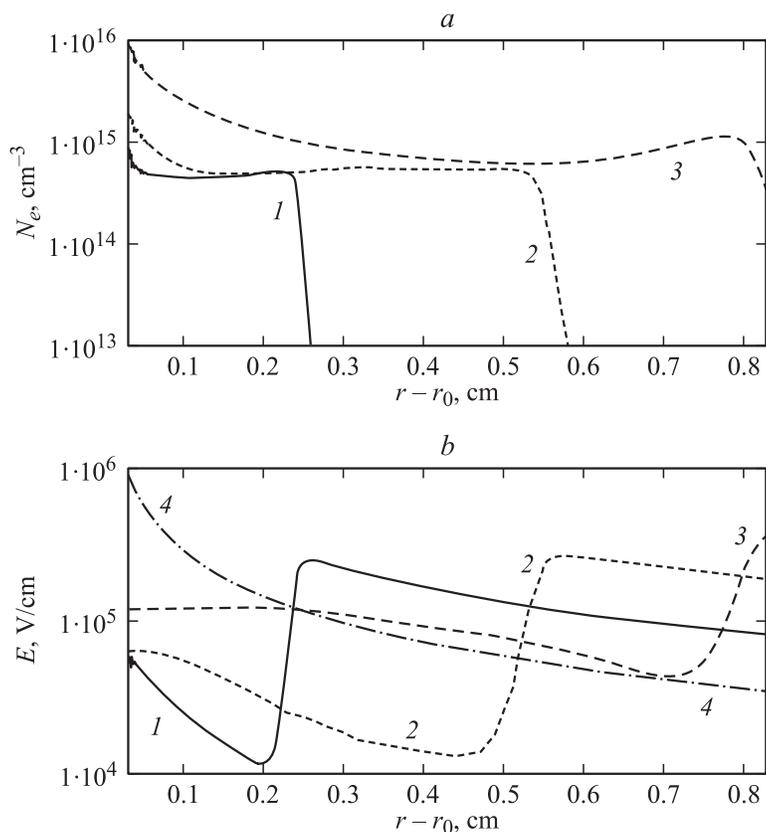


Рис. 3. Распределение по радиусу плотности электронов a и напряженности поля b в моменты времени, когда волна ионизации приближается к аноду. Кривые соответствуют моментам времени: 1 — $t = 1.3$ ns; 2 — $t = 1.4$ ns; 3 — $t = 1.5$ ns. Кривая 4 соответствует распределению поля в пустом пространстве $E(r) = \frac{-U}{\ln(r_0/r_1)} \cdot \frac{1}{r}$ при $U = 100$ kV, $r_0 = 0.25$ mm, $r_1 = 8$ mm. Зависимость задаваемого напряжения на электродах от времени $U(t)$ соответствует приведенной на рис. 2.

малой длительности тока (меньшей 0.3 ns), то ввиду ограниченной временной разрешающей способности это будет восприниматься как уменьшение тока пучка. Уменьшение же перенесенного пучком заряда

с увеличением напряжения можно объяснить уменьшением времени прохождения волны ионизации через область генерации электронов пучка в слое толщиной $\sim 1/\alpha$; вблизи анода. Этот факт качественно подтверждают проведенные расчеты.

5. Итак, проведенные экспериментальные исследования подтверждают, что при увеличении электрического поля на разрядном промежутке ток пучка, сформированный в газовом диоде, достигает максимума, а затем уменьшается. Из результатов теоретического моделирования следует, что увеличение напряжения на электродах приводит к уменьшению переносимого пучком заряда. Это может приводить к уменьшению амплитуды регистрируемого тока пучка при его длительности, меньшей, чем разрешение системы регистрации (0.3 ns в данной работе).

Таким образом, за счет изменения напряжения на газовом диоде можно, в принципе, регулировать длительность импульса субнаносекундного тока пучка.

Авторы благодарят В.Г. Шпака за предоставление генератора РАДАН-303 и С.А. Шунайлова за помощь в проведении работы.

Список литературы

- [1] Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. // Изв. вузов. Физика. 2003. Т. 46. № 3. С. 94–95.
- [2] Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 10. С. 29–35.
- [3] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Орловский В.М., Ткачев А.Н., Шунайлов С.А. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. В. 11. С. 737–742.
- [4] Алексеев С.Б., Губанов В.П., Орловский В.М., Степченко А.С., Тарасенко В.Ф. // ПТЭ. 2003. № 4. С. 81–84.
- [5] Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 16. С. 29–37.
- [6] Тарасенко В.Ф., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И., Алексеев С.Б., Орловский В.М. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 21. С. 1–6.
- [7] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. В. 5. С. 264–269.
- [8] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 16. С. 54–61.
- [9] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. В. 7. С. 49–82.
- [10] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
- [11] Яландин М.И., Шпак В.Г. // ПТЭ. 2001. № 3. С. 5–31.
- [12] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Laser physics. 2003. V. 13. N 9.
- [13] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Laser physics. 2003. V. 12. N 7, 9. P. 1022.