

03;04;10

О формировании объемных разрядов при субнаносекундной длительности фронта импульса напряжения

© И.Д. Костыря,¹ В.М. Орловский,¹ В.Ф. Тарасенко,¹ А.Н. Ткачев,² С.И. Яковленко²¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
Томск, Россия

e-mail: vft@loi.hcei.tsc.ru

² Институт общей физики РАН,
119991 Москва, Россия

e-mail: syakov@kapella.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 21 сентября 2004 г.)

Исследовано формирование объемного разряда в неоднородном электрическом поле без дополнительного источника предьонизации в воздухе при атмосферном давлении. Показано, что при субнаносекундном фронте импульса высокого напряжения пространственное распределение свечения плазмы между плоским и сферическим (а также острийным) электродом имеет объемный характер. При этом характер свечения остается качественно прежним при смене полярности напряжения. В рамках диффузионно-дрейфового приближения проведены расчеты волны ионизации в азоте в сферической геометрии. Независимость качественного вида разряда от полярности напряжения объясняется размножением фоновых электронов в плотном газе.

Введение

Объемные импульсные разряды при повышенных давлениях различных газов широко используются в различных областях науки и техники, а результаты исследований условий формирования таких разрядов рассмотрены в обзорах и монографиях [1–6]. Известны также работы, в которых при атмосферном давлении воздуха и при отсутствии дополнительного источника предьонизации был сформирован объемный импульсный разряд [7–17]. В [7–16] на промежутке подавались наносекундные импульсы напряжения, имеющие амплитуду ~ 100 kV и длительность фронта импульса ~ 1 ns. При этом анод был плоским, а катод имел малый радиус кривизны. В работах [18–21] обращено внимание на тот факт, что распространение разряда в плотном газе в ряде условий определяется не переносом электронов или фотонов, а размножением уже имеющихся электронов малой фоновой плотности. При этом во внешнем электрическом поле, предшествующем пробое, плотность фоновых электронов резко возрастает [20,21]. Такой механизм распространения разряда не зависит от направления электрического поля, что позволяет, в частности, отказать от известной фотонной гипотезы распространения стримера [22]. Вопрос о распространении волны ионизации в плотном газе важен также для понимания механизма генерации мощных субнаносекундных пучков в газах атмосферного давления [8–10,12,15,23,24].

Цель данной работы исследовать влияние полярности импульса напряжения на формирование объемного разряда в плотном газе при возбуждении наносекундным импульсом с субнаносекундным фронтом. Показано, что пространственное распределение свечения плазмы между плоским и сферическим электродом качественно

одинаково при подаче импульсов разной полярности. Представлены также результаты расчетов, демонстрирующие роль размножения фоновых электронов в плотном газе.

Экспериментальная установка и методики

Экспериментальные исследования были проведены с использованием генератора наносекундных импульсов от рентгеновского аппарата АРИНА [6]. Генератор импульсов формировал импульсы напряжения с амплитудой до 150 kV (напряжение холостого хода при высокоомной нагрузке). Длительность импульса напряжения на полувысоте составляла несколько наносекунд и изменялась в зависимости от нагрузки. Длительность фронта импульса напряжения была менее 1 ns. На выходе генератора был установлен специально разработанный изолятор с внешним диаметром 160 mm, благодаря которому даже при зазоре между катодом и анодом 67 mm завершеного пробоя по поверхности изолятора в воздухе не наблюдалось. К генератору крепилась камера, изготовленная из медной фольги толщиной 200 μ m. Внутренний диаметр камеры равнялся 160 mm, с противоположной от генератора стороны камера заканчивалась плоским медным электродом. Боковая цилиндрическая стенка камеры имела прямоугольное окно длиной 11 cm и шириной 5 cm. В качестве потенциального электрода использовался алюминиевый шар с радиусом 40 mm (катод 1) или трубка диаметром 6 mm из стальной фольги толщиной 50 μ m (катод 2). Эксперименты были проведены в воздухе при зазорах 22, 54 и 67 mm и давлении 1 atm. При проведении экспериментов изменялись полярность напряжения, межэлектродное расстояние и

конструкция электродов. Интегральная картина свечения разряда фотографировалась фотоаппаратом ЗЕНИТ на пленку РФ-3. Кроме того, регистрировались импульсы тока разряда и напряжения на промежутке. Для регистрации сигналов с шунта и емкостного делителя применялся осциллограф TDS-330 с полосой 300 MHz, имеющий 2.5 GS/s (2.5 точки на 1 ns). Наличие рентгеновского излучения определялось по засветке пленки РФ-3, которая помещалась в черную бумагу и располагалась у бокового окна камеры.

Экспериментальные результаты

Как и в работах [7–16], при отрицательной полярности импульса напряжения на электроде с малым радиусом кривизны стабильно формировался объемный разряд (рис. 1, *a, b*). Яркие пятна были видны только на катоде, с которых начинались объемные „струи“. Данный тип разряда в [8] было предложено называть ОРИПЭЛ (объемный разряд, инициируемый пучком электронных лавин). Важной особенностью такого разряда при катоде с малым радиусом кривизны [8–12] является то, что на осциллограмме напряжения нет характерного пика перенапряжения и фазы быстрого спада напряжения, которые наблюдались в [1–3,5,6]. Ток через промежуток начинает регистрироваться на фронте импульса напряжения и достигает своего максимума практически одно-

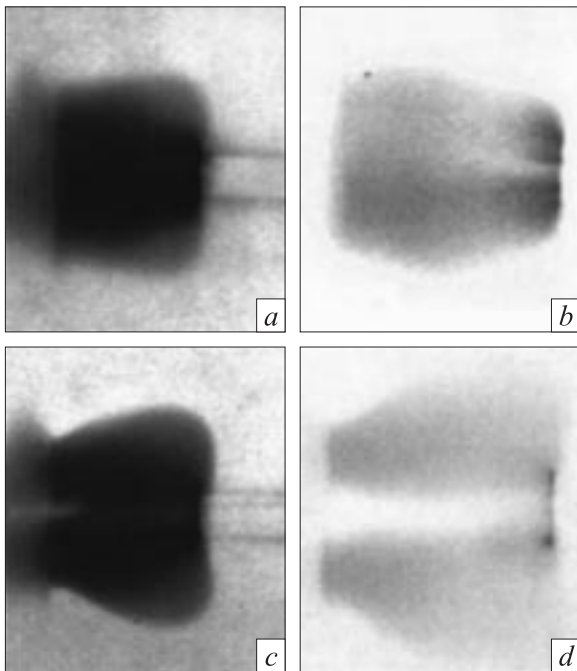


Рис. 1. Свечение разряда при межэлектродном зазоре 22 mm с катодом 2. Фотографии получены за 10 импульсов (*a, c*) и за один импульс (*b, d*). *a, b* — импульсы напряжения отрицательной полярности; *c, d* — положительной полярности. Потенциальный электрод справа.

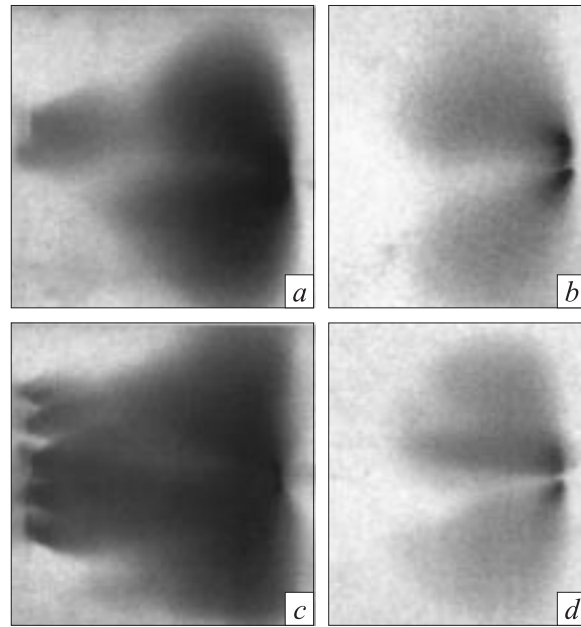


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но при межэлектродном зазоре 67 mm.

временно с максимумом импульса напряжения, который соответствует напряжению в квазистационарной стадии разряда.

При смене полярности напряжения (при плоском катоде и аноде с малым радиусом кривизны) объемный характер разряда сохранился (рис. 1, *c, d*). Яркость свечения области (пятен) на потенциальном электроде в этих условиях уменьшилась. Яркие пятна на плоском катоде в этих условиях отсутствовали. Форма светящейся плазмы разряда при смене полярности несколько отличалась. При положительной полярности потенциального электрода размер светящейся области на плоском электроде был меньше и на оси, проходящей через центры электродов, наблюдался провал в интенсивности свечения (рис. 1). Кроме того, при положительной полярности импульса напряжения область свечения разряда расширялась в сторону изолятора. Это хорошо видно на рис. 1, *c*, где приведены фотография интегрального излучения плазмы от 10 импульсов. При увеличении разрядного промежутка (> 6 cm) при обеих полярностях импульса напряжения разряд формируется в виде диффузного факела на потенциальном электроде (рис. 2), т.е. разряд можно отнести к импульсному коронному разряду. Амплитуда тока разряда при этом существенно уменьшается. При фотографировании разряда на 10 импульсов в ряде случаев наблюдались разряды, при которых плазма достигала катод (рис. 2, *a* и *c*), т.е. зазор разрядного промежутка в 67 mm позволял получать как чисто импульсный коронный разряд, так промежуточную форму разряда.

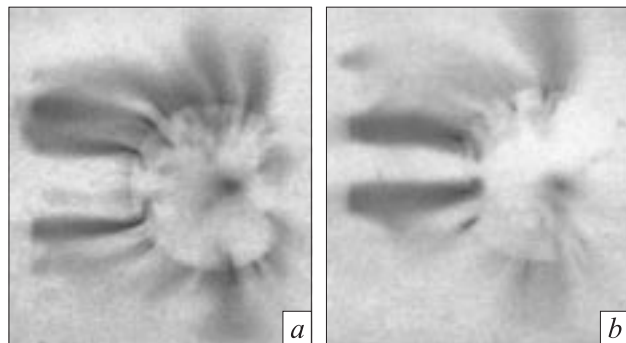


Рис. 3. Свечение заряда при межэлектродном зазоре 22 mm с катодом 1. Фотографии получены за один импульс. *a* — импульс напряжения отрицательной полярности; *b* — положительной полярности. Потенциальный электрод справа.

Объемный характер разряда сохранился и при существенном (более чем на порядок) уменьшения электрического поля в промежутке. Для этого в качестве потенциального электрода использовался металлический шар диаметром 40 mm. В этих условиях и при отрицательной, и при положительной полярностях импульса напряжения искровые каналы не наблюдались, только на потенциальном электроде были видны яркие пятна. На рис. 3 приведено свечение разряда на межэлектродном расстоянии 22 mm. Видно, что на потенциальном электроде имеются яркие пятна, на которые замыкается разряд в виде отдельных „струй“. При этом можно выделить два типа струй. Первые перемикают межэлектродный промежуток и отличаются большей яркостью (объемный импульсный разряд), а вторые пространственно начинаются с потенциального электрода и оканчиваются, не доходя до противоположного электрода (импульсный коронный разряд).

Мы считаем, что основная причина формирования объемных разрядов в условиях данного эксперимента (субнаносекундный фронт, а также большая амплитуда и малая длительность импульса напряжения) — это появление в разрядном промежутке убегающих электронов и рентгеновского излучения, осуществляющих предыонизацию разрядного промежутка. О регистрации рентгеновского излучения и(или) убегающих электродов при использовании катода с малым радиусом кривизны сообщалось во многих работах (см. [7–17] и ссылки в этих работах). Так, при оптимизации газового диода амплитуда тока пучка субнаносекундной длительности, сформированного в воздухе при атмосферном давлении воздуха и выведенного за фольгу, составила 240 А [16]. В данных экспериментах при отрицательной полярности потенциального электрода мы также зарегистрировали при пробое промежутка рентгеновское излучение. При положительной полярности рентгеновское излучение не регистрировалось.

Волна размножения электронов

Расчеты волны размножения в азоте в сферической геометрии. Ранее для выявления условий формирования пучка электронов в газе атмосферного давления было проведено численное моделирование процесса размножения электронов в цилиндрическом разрядном промежутке, заполненном ксеноном [25]. При этом использовалась диффузионно-дрейфовая модель, развитая в работах [26,27]. Здесь мы развили одномерную диффузионно-дрейфовую модель, позволяющую качественно моделировать развитие ионизации в азоте сектором не цилиндра, а сферы.

Рассматривается плазма между сферическими электродами $r_0 = 0.05 \text{ cm} < r < r_1 = 3 \text{ cm}$, где r_0, r_1 — радиусы соответственно внутреннего 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-диффузионной модели (частоты ионизации, дрейфовых скоростей и коэффициентов диффузии) задавались с помощью полученных в работе [26] данных для азота. Напряжение на электродах задавалось как функция времени. В приводимых ниже результатах расчетов полагалось, что напряжение сначала росло линейно, достигая при $t = 0.7 \text{ ns}$ величины $U = 150 \text{ kV}$, а затем оставалось постоянным. Задавалась небольшая начальная плотность электронов фона $N_0 = 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

Расчеты показывают, что основную роль в продвижении плазмы играет не перенос электронов, а размножение электронов фона. Плазма начинает быстро приближаться к аноду, когда напряжение на электродах достигает $U \sim 50 \text{ kV}$. При этом скорость волны размножения оказывается очень высокой, порядка $3 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$, при $U = 150 \text{ kV}$, $t \approx 1 \text{ ns}$, когда плазма приближается к аноду (рис. 4). Это согласуется с простой формулой для скорости распространения волны ионизации, полученной в работах [18–21],

$$v = \frac{v_i r_0}{\xi(E_0/p)},$$

$$\xi(E_0/p) = 2 \text{Ln} \left(\frac{d \ln(u_{de}(E/p)\xi(E/p))}{d \ln(E/p)} \right)_{E/p=E_0/p}. \quad (1)$$

Здесь v_i — частота ионизации; $E_0 = E(z(0))$ — напряженность электрического поля на поверхности фронта; r_0 — радиус сферической поверхности, аппроксимирующей фронт; p — давление нейтрального газа; $\text{Ln} \equiv \ln(N_{cr}/N_0)$, N_0 — фоновая плотность плазмы, N_{cr} — критическая плотность плазмы, при которой электрическое поле полностью экранируется плазмой. Частота ионизации записана как произведение $v_i = \alpha_i \cdot u_{de}$ коэффициента Таунсенда $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$ (где $\xi(E/p)$ — функция, характерная для данного газа) на дрейфовую скорость электронов $u_{de}(E/p)$.

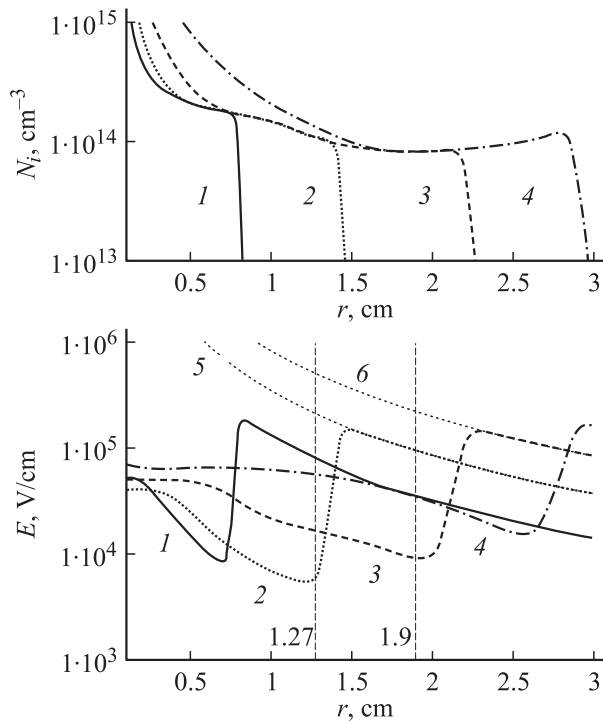


Рис. 4. Распределение по радиусу r плотности ионов N (а) и напряженности поля E (б) в моменты времени, когда волна ионизации приближается к аноду. Моменты времени, t , ns: 1 — 0.634, 2 — 0.904, 3 — 1.2, 4 — 1.38, 5, 6 — распределение поля в пустом пространстве

$$E(r, r_0, r_1) = U \frac{r_1 r_0}{(r_1 - r_0)} \frac{1}{r^2}$$

при $U = 150$ kV, $r_1 = 3$ cm, $r_0 = 1.27$ и 1.9 mm соответственно.

Ориентируясь на данные рис. 4, положим $E_0 \approx 150$ kV/cm, $E_0/p \approx 200$ V/(cm · Torr), $r_0 \approx 1.5$ cm, $N_{cr} = 10^{13}$ cm $^{-3}$. Опираясь на данные расчетов [28], имеем $v_i \approx 1.4 \cdot 10^{11}$ s $^{-1}$, $\xi \approx 75$. Соответственно, согласно (1), для рассмотренных условий $v \approx 3 \cdot 10^9$ cm/s.

О критерии возникновения стримера. Обычно в качестве критерия перехода лавины в стример используют условие $\alpha_i \cdot d > 20$, где d — расстояние между плоскими электродами. При выполнении этого условия в лавине рождается достаточно большое количество зарядов, чтобы обеспечить концентрацию электрического поля на ее головке.

По-видимому, это условие, во всяком случае при наличии фоновой ионизации, является недостаточным. На самом деле объемное размножение электронов может произойти быстрее, чем искровой канал замкнет электроды. Критерий, определяющий переход от объемного разряда к искровой пробое, можно записать в виде

$$\frac{v(E_0)}{d} > v_i(E) \quad \text{или} \quad \frac{v_i(E_0)r_0}{v_i(E)\xi(E_0)d} > 1.$$

Здесь E — напряженность поля между электродами. Она существенно меньше напряженности поля на головке стримера E_0 .

Итак, если напряженность поля в объеме достаточно высока, чтобы обеспечить быстрое объемное размножение электронов, искровой канал может не успеть возникнуть. Разумеется, для этого поле в объеме должно быть сформировано достаточно быстро, чтобы искровой пробой не произошел на стадии роста напряженности поля. Иначе говоря, фронт подаваемого на электроды напряжения должен быть достаточно крутым.

На наш взгляд, есть все основания полагать, что в представленных в этой работе экспериментах имеет место волна размножения фоновых электронов. Поскольку характер волны размножения не зависит от направления поля, вид разряда на рис. 1–3 оказывается качественно похожим при смене полярности напряжения на электродах.

Заключение

Таким образом, при пробое сравнительно больших промежутков (единицы сантиметров) воздуха атмосферного давления высоковольтным (~ 100 kV) импульсом напряжения с субнаносекундным фронтом и наносекундной длительности стабильно формируется объемный разряд в отсутствие дополнительного источника предыонизации. При этом объемный характер разряда сохраняется при изменении полярности потенциального электрода, а также при уменьшении напряженности электрического поля в промежутке. Показано также, что объемный характер разряда при разной полярности импульса напряжения можно объяснить формированием волны размножения электронов фона.

Список литературы

- [1] Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В. // УФН. 1972. Т. 107. Вып. 2. С. 201–228.
- [2] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. // Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [3] Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F. // Pulsed Gas Lasers. SPIE. Washington: Opt. Eng. Press, 1995. 374 p.
- [4] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
- [5] Осипов В.В. // УФН. 2000. Т. 170. № 3. С. 225–245.
- [6] Месяц Г.А. // Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
- [7] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49–82.
- [8] Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. // Изв. вузов. Физика. 2003. Т. 46. № 3. С. 94–95.
- [9] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Орловский В.М., Ткачев А.Н., Шунайлов С.А. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 11. С. 737–742.
- [10] Тарасенко В.Ф., Алексеев С.Б., Орловский В.М., Шрак В.Г., Шунайлов С.А. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 8. С. 30–34.
- [11] Костыря И.Д., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 8. С. 35–40.

- [12] *Tarasenko V.F., Skakun V.S., Kostyrya I.D., Alekseev S.B., Orlovskii V.M.* // Laser and Particle Beams. 2004. Vol. 22. N 1. P. 75–82.
- [13] *Тарасенко В.Ф., Алексеев С.Б., Костыря И.Д., Скакун В.С., Орловский В.М.* // Изв. вузов. Физика. 2004. Т. 47. № 2. С. 96–98.
- [14] *Костыря И.Д., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Ткачев А.Н.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 10. С. 31–38.
- [15] *Алексеев С.Б., Губанов В.П., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 20. С. 35–41.
- [16] *Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф.* // Изв. вузов. Физика. 2004. Т. 47. № 12. С. 95–96.
- [17] *Ретин П.Б., Ретьев А.Г.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. С. 33–37.
- [18] *Яковленко С.И.* // Кр. сообщ. по физ. 2003. № 10. С. 27–36.
- [19] *Яковленко С.И.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 9. С. 12–20.
- [20] *Яковленко С.И.* // Электронный журнал „Исследовано в России“. 2004. № 9. С. 86–100.
<http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2004/009.pdf>
- [21] *Яковленко С.И.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 9. С. 47–54.
- [22] *Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б.* Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [23] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // УФН. 2004. Т. 174. Вып. 9. 2004.
- [24] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // Central European Journal of Physics (CEJP). 2004. Vol. 2. N 4.
(www.cesj.com/physics.html).
- [25] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Орловский В.М., Ткачев А.Н.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 8. С. 68–74.
- [26] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // Laser Physics. 2002. N 12 (7). P. 1022–1028.
- [27] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // Laser Physics. 2003. N 13 (11). P. 1345.
- [28] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 7. С. 14–24.