

03;04;10

О начальной стадии пробоя газового промежутка в неоднородном поле

© С.Я. Беломытцев, И.В. Романченко, В.В. Рыжов, В.А. Шкляев

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск
E-mail: shklyaev@to.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 27 августа 2007 г.

Разработана модель развития разряда, основанная на методе крупных частиц с учетом объемного заряда и столкновений методом Монте-Карло (PIC/MC). Моделирование начальной стадии разряда в условиях, когда отношение напряженности электрического поля к давлению газа $E/P > 1 \text{ kV/cm/Torr}$, показало, что на временах $\sim 10 \text{ ps}$ вблизи катода формируется пучок быстрых электронов, состоящий как из эмиссионных электронов, так и из электронов, образованных в результате ионизации газа. Показано, что длительность пучка быстрых электронов определяется в основном экранировкой внешнего электрического поля вблизи катода образующейся плазмой и составляет 10–20 ps.

PACS: 52.80.-s

Известно, что время формирования пробоя при больших отношениях напряженности электрического поля к давлению газа $E/P > 10^3 \text{ V/cm/Torr}$ может составлять единицы и доли наносекунд [1]. Этот эффект связывают с появлением электронов, для которых выполняется условие убегания. Это условие заключается в том, что при достаточно высоких напряженностях электрического поля ($E > E_{cr}$) электроны между столкновениями набирают в электрическом поле энергии больше, чем теряют в неупругих столкновениях, и переходят в режим непрерывного ускорения. Быстрые электроны способствуют предварительной ионизации газового промежутка и формированию „быстрого“ пробоя. Считается, что аналогичные эффекты могут иметь место в газонаполненных диодах при формировании субнаносекундных пучков быстрых электронов в неоднородном электрическом поле [2].

Одним из методов изучения процессов, происходящих при пробое газового промежутка, является численное моделирование ионизационного размножения электронов в газе методом Монте-Карло [3–5]. Од-

нако модели, используемые в большинстве из этих работ, не учитывают объемный заряд, создаваемый заряженными частицами лавин. Кроме того, применение подобных моделей ограничено в связи с проблемами быстрого роста количества частиц в расчете.

Для исследования процессов, происходящих на начальной (10–30 ps) стадии пробоя промежутка в неоднородном электрическом поле, разработана одномерная модель развития разряда, основанная на методе крупных частиц с учетом столкновений электронов с атомами и молекулами газа методом Монте-Карло (PIC/MC). В модели решаются уравнения движения частиц во внешнем неоднородном электрическом поле с учетом объемного заряда. Напряженность электрического поля, действующего на частицы, рассматривалась как суперпозиция напряженности внешнего электрического поля, распределение которого по оси z для геометрии цилиндрический кромочный катод–плоский анод хорошо описывается формулой [6]

$$E(z) = \frac{U}{\left(R_c \ln\left(\frac{R_a}{R_c}\right)(h + 2\pi z)^{1/2}\right)} \left(\ln\left(\frac{R_a}{R_c}\right)R_c\right)^{1/2},$$

и электрического поля, создаваемого частицами, для расчета напряженности которого в программе использовались аппроксимированные численные решения уравнения Пуассона на псевдонеоднородных сетках. Здесь U — напряжение на диоде; R_c , R_a — радиусы катода и анода соответственно, h — толщина кромки катода.

При моделировании столкновений электронов с молекулами азота при атмосферном давлении учитывались сечения возбуждения (24 уровня) и ионизации азота в широком диапазоне энергий (0.1 eV–300 keV). Проблема лавинообразного роста количества электронов, происходящего в результате ионизации газа, была решена в рамках модели укрупнения частиц в процессе расчета. Частицы, находящиеся в одной ячейке пространственной сетки и имеющие энергии в интервале $(\varepsilon) - (\varepsilon + \Delta\varepsilon)$, укрупнялись, образуя новую частицу, с весом, равным сумме весов этих частиц. Алгоритм укрупнения был протестирован на сохранение распределения заряда и энергетического спектра частиц до и после укрупнения.

Геометрия расчетной области представлена на рис. 1 и соответствовала геометрии диода, используемого в экспериментах [2,7]. Область моделирования представляла собой полый цилиндр с диаметром и

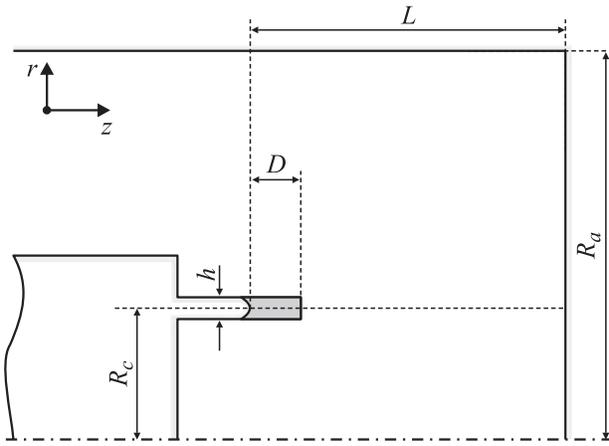


Рис. 1. Геометрия расчетной области. $R_c = 0.3$ см, $R_a = 2.35$ см, $h = 100$ мкм, длина зазора катод–анод $L = 1$ см, длина расчетной области $D < 0.2$ см.

толщиной катода. Поскольку характерные времена исследуемых процессов составляют десятки пикосекунд, то размеры прикатодной области моделирования вдоль оси диода D не превышали 2 мм.

При задании эмиссионной способности катода предполагалось, что источником электронов является автоэлектронная эмиссия [8]. Значения плотности тока инжекции, рассчитанные по формуле Фаулера–Нордгейма, составили от $j_{in} = 10^{-4}$ до 1 А/см².

Для исследования процессов, отвечающих за формирование пучка быстрых электронов, было проведено моделирование начальной стадии пробоя при постоянном напряжении $U = 100$ кВ, которое показало, что инжектированные с катода электроны, находясь в области сильного электрического поля, непрерывно ускоряясь, набирают энергию и ионизуют газ. Причем электроны, родившиеся вблизи катода в результате ионизации газа, также попадают в режим непрерывного ускорения, поскольку на расстоянии ~ 300 мкм от катода напряженность неискаженного объемным зарядом электрического поля такова, что электроны между столкновениями набирают энергии больше, чем теряют в столкновениях. Эти электроны формируют пучок с током, превышающим ток инжекции на порядки за счет газового усиления.

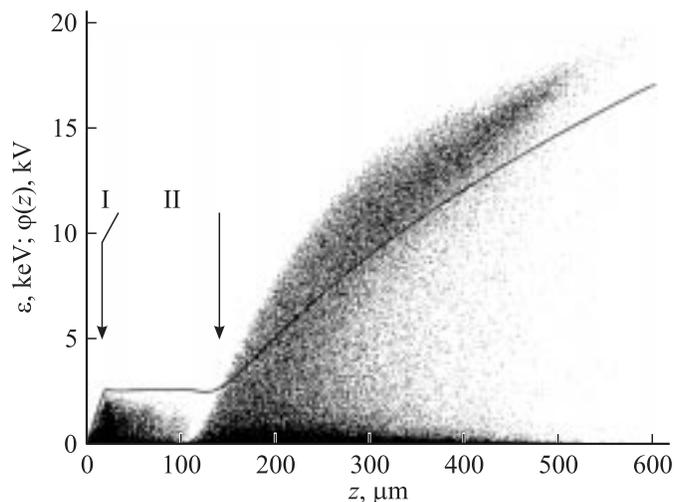


Рис. 2. Фазовый портрет электронов и распределение потенциала электрического поля (сплошная кривая) в зазоре в момент времени $t = 10$ ps, $U = 100$ kV, $j_{in} = 10^{-2}$ A/cm².

Пучок быстрых электронов ионизует газ, создавая в прикатодной области слой плазмы с проводимостью, достаточной для экранировки внешнего электрического поля.

Положительный заряд ионов, которые остались после ухода электронов из прикатодной области, искажает внешнее электрическое поле, формируя прикатодный слой (область I на рис. 2), напряженность электрического поля в котором увеличивается. Однако электроны, появившиеся в сформированном прикатодном слое, уже не способны уйти в режим непрерывного ускорения, поскольку, пройдя короткий участок ускорения, попадают в область слабого электрического поля внутри плазмы (область II на рис. 2).

Слой плазмы, сформированный у катода, представляет собой проводящую область с потенциалом от 1 до 3 kV относительно катода. На границе слоя формируется усиленное электрическое поле. При определенных условиях (длина слоя плазмы, напряжение, приложенное к зазору) напряженности поля может быть достаточно для непрерыв-

ного ускорения электронов в области вблизи границы плазмы, которые могут увеличить длительность пучка быстрых электронов. Длина этого „хвоста“ зависит как от напряжения, так и от тока инжекции.

С течением времени граница плазмы продвигается в глубь зазора, и напряженность электрического поля на ее кромке уменьшается. В конечном счете напряженность электрического поля на границе плазмы уменьшается до значений меньше критических $E < E_{cr}$, что приводит к обрыву тока пучка.

Моделирование показало, что длительность тока пучка быстрых электронов определяется в первую очередь экранировкой внешнего электрического поля и продвижением плазменной границы в глубь зазора и составляет 5–10 ps. Амплитуда плотности тока пучка быстрых электронов слабо зависит от плотности тока эмиссии с катода и составляет $\sim 500 \text{ A/cm}^2$, что качественно согласуется с результатами экспериментов [2] и оценками, сделанными в [8].

В реальных экспериментальных установках напряжение на диоде меняется со временем, а плотность тока эмиссии с катода может варьироваться в широком диапазоне значений в зависимости от материала катода, напряженности электрического поля на катоде и вида эмиссии. Для исследования влияния импульса напряжения на формирование пучка быстрых электронов были проведены расчеты с импульсом напряжения, соответствующим импульсу напряжения в падающей волне в работе [1]. Эмиссия с катода в этом случае описывалась по формуле Фаулера–Нордгейма для трех модельных материалов с различными работами выхода $e\phi = 0.4, 0.6$ и 0.8 eV [9].

Моделирование показало, что длительность импульса тока пучка быстрых электронов слабо зависит от работы выхода и составляет $\sim 10\text{--}15 \text{ ps}$ (рис. 3). Однако амплитуда плотности тока существенно зависит от материала катода. Связано это с тем, что при использовании катода из материала с низкой работой выхода (0.4 eV) пучок формируется в интервале времени 40–45 ps, что соответствует напряжению $\sim 70 \text{ kV}$, и амплитуда плотности тока такого пучка составляет $\sim 20 \text{ A/cm}^2$. При использовании катода из материалов с работой выхода 0.6 и 0.8 eV пучок формируется в интервалах времени 55–60 и 65–70 ps, что соответствует напряжению 90 и 105 kV. Амплитуды плотности тока пучка быстрых электронов в этом случае 100 и 250 A/cm^2 . Задержка импульса тока (рис. 3) связана с временем пролета электронов до плоскости, через которую измеряется ток

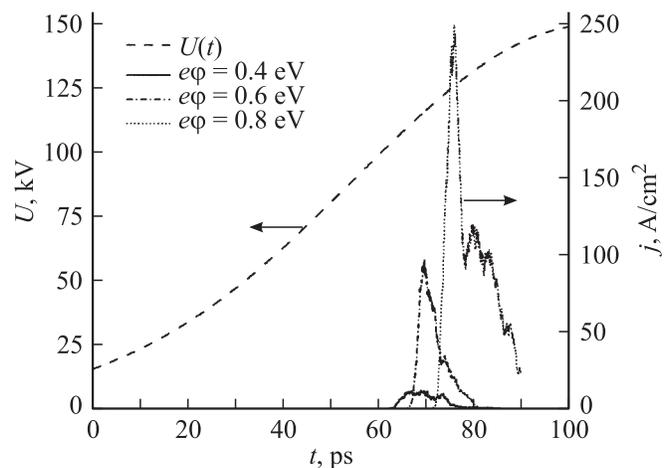


Рис. 3. Осциллограммы напряжения на диоде и плотности тока пучка быстрых электронов при различных работах выхода электронов из материала катода.

пучка и которая находится на расстоянии 1.5 mm от катода. Таким образом, увеличение работы выхода электронов из материала катода всего в 2 раза, с 0.4 до 0.8 eV, ведет к увеличению амплитуды пучка больше чем на порядок, что качественно согласуется с результатами экспериментов [7], в которых при замене графитового катода на катод из нержавеющей стали ток пучка электронов увеличивался на порядок.

Таким образом, моделирование начальной стадии формирования пробоя в газе в неоднородном электрическом поле методом PIC/МС показало, что при условиях, когда $E/P > 1 \text{ kV/cm/Torr}$, на временах $\sim 10 \text{ ps}$ вблизи катода формируется пучок быстрых электронов, состоящий как из эмиссионных электронов, так и из электронов, образованных в результате ионизации газа. Длительность и амплитуда пучка быстрых электронов определяются в основном механизмами экранировки внешнего электрического поля образующейся плазмой и составляют 10–20 ps, что согласуется с экспериментальными данными [2,7].

Авторы благодарят И.Ю. Турчановского за помощь в создании кода программы и В.В. Ростова за полезные обсуждения результатов работы.

Работа поддержана грантом РФФИ № 06-08-00637 и грантом молодых ученых СО РАН.

Список литературы

- [1] *Королёв Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [2] *Месяц Г.А., Коровин С.Д., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 1. С. 35–44.
- [3] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // УФН. 2004. Т. 174. В. 9. С. 953–971.
- [4] *Ткачев А.Н., Феденёв А.А., Яковленко С.И.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 4. С. 60–66.
- [5] *Jiang W., Yatsui K., Orlovskii V.M., Tarasenko V.F.* // Proc. Int. Conf. Beams-2004. Saint-Peterburg, 2005. P. 174–177.
- [6] *Беломытцев С.Я., Романченко И.В., Ростов В.В.* // Изв. вузов. Физика. 2008. Т. 51. № 4.
- [7] *Месяц Г.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 4. С. 71–80.
- [8] *Месяц Г.А.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. В. 2. С. 119–122.
- [9] *Месяц Г.А.* // Эктоны. Ч. 2. Екатеринбург: УИФ „Наука“, 1994. 248 с.