Кинетическая модель формирования объемного разряда на левой ветви кривой Пашена с катодным инициированием пробоя

А.В. Козырев, Ю.Д. Королев, Н.С. Семенюк

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия

e-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru

DOI 10.31554/978-5-7925-0524-7-2018-21-25

На базе кинетического описания электронной компоненты плазмы в разряде низкого давления демонстрируется физический механизм формирования объемной структуры разряда с отрицательным анодным падением. Подробно показаны самосогласованные процессы генерации плазмы и формирования профиля электрического потенциала в промежутке после инжекции электронов с катодной поверхности. Показано, что накопление ионов в промежутке сопровождается формированием немонотонного распределения потенциала и последующего заполнения образовавшейся потенциальной ямы горячими термализованными электронами. Моделирование позволяет проследить за всеми деталями этого процесса, а также рассчитать время формирования разряда и функцию распределения электронов по энергиям в плазме.

Введение

Объемный разряд низкого давления широко используется в разных технических устройствах, например, он является основой плазменных источников заряженных частиц [1-3]. Под разрядом низкого давления мы понимаем такую ситуацию, когда длина свободного пробега заряженных частиц (обычно имеются в виду электроны) превышает размеры разрядной системы или, по крайней мере, соизмерима с ними. Для одномерной плоской геометрии разрядного промежутка эта ситуация реализуется при произведениях давления на длину зазора pd , отвечающих левой ветви кривой Пашена (см. рис. 1), описывающей зависимость статического пробивного напряжения плоского промежутка $V_t(pd)$.

Рис. 1. Кривые Пашена для разных газов [4].

Разряд низкого давления имеет специфические черты, выделяющие его на фоне других видов разряда: коронного, тлеющего, дугового, разряда высокого давления. В частности, низкое давление газа в таком разряде требует нетривиальных методов его инициирования и поддержания. Одним из способов организации такого разряда является использование полых электродов, которые являются своего рода электростатическими ловушками, удерживающими электроны в объеме на время, необходимое для осуществления требуемого уровня ионизационного размножения. Другими словами, полые электроды заставляют электроны в разряде совершать длительные блуждания в объеме, совершая при этом ионизацию рабочего газа. Поэтому разряды низкого давления часто называют разрядами с осциллирующими электронами.

Часто в технических устройствах разряд низкого давления инициируют инжекцией плазмы в промежуток, к которому предварительно приложено напряжение источника. В качестве инициирующей плазмы обычно используют вспомогательный разряд по поверхности диэлектрика на катодном узле. В начале исследований такой системы поджига разряда полагали, что плазма вспомогательного разряда заполняет весь промежуток, формируя основной разряд в полости [5]. Но эксперименты

показали, что время формирования разряда низкого давления довольно слабо зависит от длины межэлектродного промежутка, а не обратно пропорционально его длине, как это следует в изложенной модели. Для того чтобы объяснить наблюдаемые времена формирования при промежутках в десятки сантиметров, необходимо было полагать скорость расширения плазмы вспомогательного разряда превышающей 10^7 см/с. Это заметно противоречит надежно измеренным скоростям расширения катодного факела в вакууме, лежащим в диапазоне $\sim (2-4) \cdot 10^6$ см/с [6].

Объяснение этого расхождения удалось найти в рамках теоретической модели, предполагающей образования так называемого «горба потенциала» на стадии формирования разряда низкого давления с катодным инициированием [7]. Суть этого механизма состоит в следующем: электроны, эмитированные из плазмы вспомогательного разряда, двигаясь в приложенном поле к аноду промежутка в режиме близком к свободному пробегу, ионизируют разреженный газ, оставляя в промежутке ионы. Эти ионы, являясь сравнительно с электронами малоподвижными, накапливаются в объеме промежутка, постепенно все больше и больше искажая исходное распределение электрического потенциала. Начиная с некоторого момента, положительный заряд ионов приводит к появлению немонойтонной зависимости потенциала. Другими словами, потенциал анода становится ниже максимального потенциала в промежутке, и часть инжектированных электронов отражается от отрицательного прианодного падения, попадая в электростатическую ловушку и совершая в ней осциллирующее движение. Начиная с этого момента, осциллирующие электроны начинают лавинообразно нарабатывать плазму, граница которой движется от точки максимального потенциала к катоду, обеспечивая на нем все большую плотность тока эмиссии.

В работе [7] была изложена одномерная аналитическая модель начальной стадии пробоя плоского промежутка, которая показала правильную закономерность времени формирования разряда как от длины промежутка, так и от давления газа. Но та модель не могла адекватно описать следующую стадию развития

пробоя – наработку плазмы в области горба потенциала и заполнение этой плазмой объема разрядного промежутка вплоть до формирования стационарной фазы разряда.

Цель настоящей работы состоит в моделировании стадии формирования разряда низкого давления на основе кинетической модели электронной компоненты плазмы, которая была ранее нами разработана применительно к разрядам высокого давления [8].

Кинетическая модель разряда

Основное преимущество последовательного кинетического описания электронов на основе уравнения Больцмана состоит в том, что мы можем постоянно следить за эволюцией всего спектра электронов в разряде, самосогласованно учитывая влияние на него электрического поля и элементарных процессов столкновений электронов с атомами газа.

Здесь мы представим математическую модель для плоского одномерного диода с площадью электродов S , длиной d , заполненного азотом пониженного давления, включенного последовательно в цепь с источником напряжения U_0 и балластным сопротивлением R .

Основное уравнение модели – это кинетическое уравнение Больцмана для плотности распределения электронов по скоростям $f(x, v, t)$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{e}{m} E \frac{\partial f}{\partial v} = -Q_- + Q_+ + S_{sc}. \quad (1)$$

Здесь e – элементарный заряд, m – масса электрона, $E(x, t)$ – напряженность электрического поля. Первое слагаемое Q_- в правой части (1) описывает процесс «гибели» электронов в данном элементе фазового пространства за счет неупругих электрон-атомных столкновений, второе слагаемое Q_+ описывает «появление» электронов в элементе фазового пространства в этих же неупругих процессах, а третье слагаемое S_{sc} описывает влияние рассеивающих, в частности, упругих столкновений на функцию распределения.

Зная функцию распределения, можно рассчитать плотность тока электронов J_e :

$$J_e(x, t) = e \int_{-\infty}^{\infty} v f(x, v, t) dv. \quad (2)$$

Напряженность электрического поля можно рассчитать из уравнения сохранения плотности полного тока $J_{tot}(t)$, если условия задачи позволяют пренебречь током ионов по сравнению с током смещения. У нас на нестационарной стадии формирования пробоя, когда электрическое поле в промежутке быстро меняется, как раз такая ситуация. Поэтому эволюция электрического поля описывается уравнением:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} = J_{tot}(t) - J_e(x,t). \quad (3)$$

А плотность полного тока разряда, в свою очередь, мы находим из уравнения Кирхгофа для электрической цепи:

$$J_{tot}(t) = \frac{1}{RS} \left(U_0(t) - \int_0^d E(x,t) dx \right). \quad (4)$$

Система интегро-дифференциальных уравнений (1)–(4) позволяет получить полностью самосогласованное описание кинетическое описание переноса электронов в разрядном промежутке с внешней цепью.

В рамках минимальной модели разряда мы ограничились учетом упругих и неупругих столкновений только двух типов. Неупругие столкновения электронов описывались реальными сечениями ударной ионизации атомов из основного состояния σ_{ion} , а упругие столкновения в одномерной задаче описывались реальным транспортным сечением σ^* . На рис. 2 показаны используемые нами зависимости этих сечений от энергии электрона ε для молекул азота [8].

Рис. 2. Сечения электронных столкновений.

В рамках одномерной модели абсолютно корректно учесть влияние упругих столкновений невозможно, так как рассеяние представляет собой принципиально трехмерный процесс. Поэтому для учета рассеивающих процессов использовалось приближение «вперед-назад».

Неупругие процессы в форме ударной ионизации будем описывать следующим образом. Полагаем, что «первичный» электрон с кинетической энергией ε сталкиваясь с атомной частицей, порождает два «вторичных» электрона: медленный с энергией $\varepsilon_s = I \cdot \ln(\varepsilon/I)$ и быстрый $\varepsilon_f = \varepsilon - I(1 + \ln(\varepsilon/I))$, где I – пороговая энергия реакции, то есть энергия ионизации атома. Это существенное упрощение реального процесса, в котором существует вероятностный разброс в энергиях вторичных электронов. Но мы пошли на это упрощение, так как оно позволяет принципиально верно описать сам процесс перераспределения кинетической энергии электрона во всем диапазоне ионизационных столкновений.

Результаты моделирования пробоя плоского промежутка

Система уравнений (1)–(4) позволяет описывать разрядные процессы с очень широким кругом начальных условий: нестационарным профилем импульса напряжения источника питания $U_0(t)$, различным распределением начальных электронов $n_0(x)$, наличие потока инжектированных электронов на катоде $j_{em}(t)$ с произвольным энергетическим спектром $f_0(\varepsilon)$.

Ниже мы ограничимся иллюстрацией результатов моделирования ситуации, которая ранее уже была предметом наших исследований [7]. Речь идет о плоском промежутке с предварительно поданным постоянным напряжением на аноде, а инициирование разряда происходит за счет мгновенного появления в катодной плоскости источника с неограниченной эмиссионной способностью электронов.

Численные параметры задачи, для которой получены приведенные ниже иллюстрации, были такие: длина промежутка 0.5 см, давление азота 5 Па, напряжение источника питания 10 кВ, произведение балластного сопротивления на площадь электродов $RS = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$

(произведение входит в уравнение цепи (4)). При таких величинах плотность тока вакуумного диода с ограничением тока пространственным зарядом электронов (ток Чайльда-Ленгмюра) $9,3 \text{ А/см}^2$, поэтому на катодной поверхности задавалась концентрация электронов с температурой 2 эВ на уровне, обеспечивающем плотность эмиссионного тока в 100 раз выше этого значения.

На рис. 3 показаны рассчитанные распределения электрического потенциала в промежутке для четырех характерных моментов развития пробоя после начала инжекции электронов на катоде (на оси абсцисс координата в см), на каждой картинке указан ток разряда в это время.

На рис. 4 приведены соответствующие этим же моментам времени портреты электронной плотности распределения на фазовой плоскости координата–импульс. Положительные импульсы отвечают прямому движению электронов, а отрицательные импульсы описывают электроны, рассеянные назад в результате упругих столкновений. Справа показана шкала величины функции в логарифмическом масштабе (например, плотность «15» соответствует $10^{15} \text{ м}^{-3}/\text{единицу скорости}$).

Как видно, уже к первой наносекунде в промежутке сформировалось распределение потенциала, характерное для вакуумного диода, работающего в режиме ограничения тока пространственным зарядом. Ток немного превышает ленгмюровский, потому что уже сформировался виртуальный катод, и эффективная длина промежутка немного сократилась.

На фазовом портрете этот участок вблизи катода хорошо виден: там велика плотность электронов и из этого места электронный пучок летит к аноду в режиме свободного пролета. За счет ионизационных столкновений в спектре электронов присутствует небольшое количество электронов всех энергий (от нуля до величины ускоряющего потенциала в данной точке).

Из-за того, что сечения столкновений имеет максимальные величины в области сравнительно малых энергий (до 100 эВ), вблизи катода обратно рассеянных электронов много, а в прианодной области их на несколько порядков меньше.

Рис. 3. Распределения электрического потенциала в промежутке в различные моменты времени.

К моменту времени 13 нс из-за ионизации газа быстрыми электронами пучка плотность тока разряда достигает 67 А/см^2 , и в области максимальной концентрации ионов начинает формироваться локальный максимум потенциала, в области которого появляются захваченные электроны (хорошо видны на фазовом портрете)

Рис. 4. Фазовые портреты плотности электронной функции распределения в промежутке

К моменту 21 нс граница области электростатической ловушки, заполненной электронами и ионами плазмы и заряженной до потенциала 1 кВ, продвинула виртуальный катод до середины промежутка. Ток разряда (155 А/см^2) вырос более чем на порядок по сравнению с ленгмюровским.

После этого очень быстро, к 23 нс плазма заполняет весь объем промежутка, формируя традиционный потенциальный рельеф разряда низкого давления с отрицательным анодным падением. При этом на фазовом портрете хорошо видна структура энергетического спектра такого разряда: имеется пучок электронов, ускоренный в области прикатодного падения до приложенного потенциала, и большая группа термализованных (плазменных) электронов с температурой в десятки эВ. Приложенный потенциал немного ниже начального из-за падения напряжения на балластном сопротивлении.

Выводы

Разработанная теоретическая модель одномерного разряда низкого давления, базирующаяся на последовательном кинетическом описании электронной компоненты плазмы, позволяет в деталях описать весь процесс формирования такого разряда, исходя из первых принципов.

Моделирование, подтвердив в целом ранее сформулированные закономерности такого процесса, позволяет корректно получить основные количественные характеристики разряда в широком диапазоне условий задачи.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант РНФ 14-19-00139).

Литература

- [1] Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. – 144 с.
- [2] Окс Е.М. Источники электронов с плазменным катодом. Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.

- [3] Семенов А.П. Пучки распыляющих ионов: получение и применение. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 1999. – 207 с.

- [4] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Изд. дом Интеллект, 2009. – 736 с.

- [5] Коваль Н.Н., Крейнделъ Ю.И., Литвинов Е.А. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 300. С. 1108.

- [6] Kozyrev A. V., Korolev Yu. D. *et al.* // J. of Appl. Phys. 1993. V.74. P. 5366.

- [7] Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Семенюк Н.С. // Известия вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 8. С.148.

- [8] Yukikazu Itikawa // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2006. V. 35. No. 1. P. 31–53.