

04;10;11

Влияние эмиссионной способности катода на формирование пучка убегающих электронов в газонаполненном диоде с неоднородным электрическим полем

© В.А. Шкляев, В.В. Рыжов

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

Поступило в Редакцию 3 сентября 2010 г.

На основе специально разработанного PIC/MC-кода исследованы механизмы формирования пучков убегающих электронов на начальной стадии развития пробоя в газонаполненном диоде с резко неоднородным электрическим полем. Показана возможность формирования пучков убегающих электронов непосредственно у катода или с границы газоразрядной плазмы. Получена характерная зависимость тока пучка убегающих электронов от эмиссионной способности катода.

В ряде работ [1–3] экспериментально показано, что при формировании пучка убегающих электронов в воздухе атмосферного давления в сильноперенапряженных промежутках ток пучка существенно зависит от эмиссионных свойств катода. В частности, в [3] говорится о том, что ухудшение эмиссионных свойств катода ведет к уменьшению тока пучка убегающих электронов, регистрируемого за анодной фольгой. Данный эффект объясняется тем, что формирование пучка происходит при переходе автоэмиссии электронов с катода к взрывной, а уменьшение эмиссионных центров на поверхности катода при тренировке приводит к уменьшению тока пучка [3,4]. Однако численное моделирование начальной стадии пробоя [5] показало, что уменьшение эмиссии электронов с катода может приводить и к увеличению тока пучка убегающих электронов за счет формирования пучка при большем напряжении на диоде.

Для исследования влияния состояния эмитирующей поверхности катода на характеристики пучка убегающих электронов методом PIC/MC

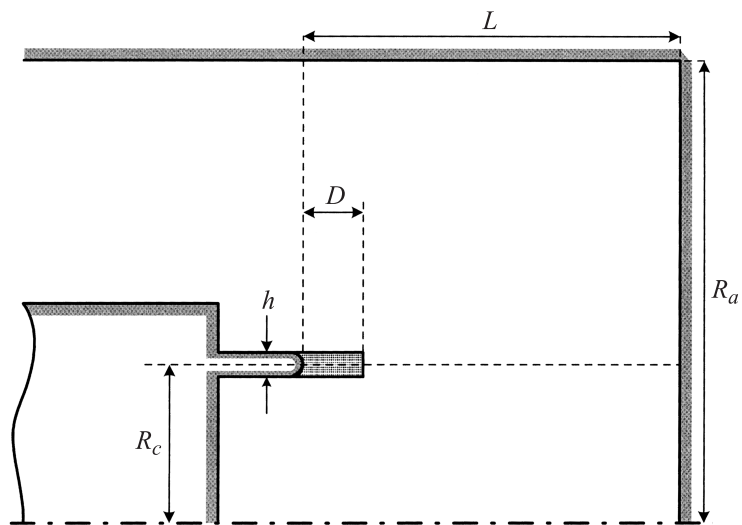


Рис. 1. Геометрия расчетной области. $R_c = 0.3$ см, $R_a = 2.35$ см, $h = 100 \mu\text{м}$, длина зазора катод–анод $L = 1$ см, длина расчетной области $D < 0.17$ см.

проведено моделирование начальной стадии импульсного пробоя газонаполненного промежутка с резко неоднородным электрическим полем. PIC-метод (метод частиц-в-ячейках) основан на решении уравнений движения ансамбля частиц во внешних и собственных электрических и магнитных полях. Для учета процессов возбуждения и однократной ионизации атомов и молекул газа (азот, 1 atm.) был использован метод Monte-Carlo (MC).

Для моделирования была выбрана геометрия, соответствующая геометрии газонаполненного диода, используемого в экспериментах [1,3]: тонкостенный трубчатый катод с радиусом и толщиной кромки 0.3 см и 10^{-2} см и анод радиусом 2.35 см. Зазор между кромкой катода и анодом составлял $L = 1$ см (рис. 1). Поскольку целью исследования является начальная стадия импульсного газового пробоя, была выбрана область моделирования длиной $D = 1.7$ мм вблизи катода.

Для детального исследования влияния состояния поверхности катода на процессы, протекающие в газонаполненном диоде, необходимо трехмерное моделирование, позволяющее подробно задать геометрию

катода с микровыступами на его поверхности. В случае осесимметричной геометрии эмиссии с катода задавалась в рамках модели „сплошной эмитирующей кромки“. При этом предполагалось, что на поверхности катода находятся $N = 1-100$ равномерно распределенных микроострий с одинаковым коэффициентом усиления β и площадью эмитирующей поверхности $S \sim 10^{-11} \text{ cm}^2$. Отметим, что модель „сплошной эмитирующей кромки“ [4] применима для случаев, когда количество микроострий на поверхности катода достаточно велико, так что струи газоразрядной плазмы, образованной эмиссионными электронами, инжектированными с отдельных микроострий, перекрываются вблизи катода.

При расчете эмиссии электронов с катода использовалась формула Фаулера–Нордгейма для плотности тока эмиссии электронов с микроострий на поверхности катода [4]:

$$j_{\text{АЭЭ}}(E) = A \frac{(\beta E)^2}{t^2(y)\varphi} \exp \left[-B \frac{\varphi^{3/2}}{\beta E} \theta(y) \right],$$

где E — напряженность макрополя вблизи катода, $A = 1.54 \cdot 10^{-6}$, $B = 6.8 \cdot 10^7$, $t^2(y) \approx 1.1$, $y = 3.79 \cdot 10^{-4} \cdot E^{1/2}/\varphi$, $\varphi = 4.5 \text{ eV}$ — работа выхода электронов из металла, $\theta(y) \approx 0.95-1.03y^2$, а $\beta = E_{\text{micro}}/E_{\text{macro}}$ — коэффициент усиления электрического поля на поверхности микроострий (отношение реального значения напряженности электрического поля на поверхности микроострий E_{micro} к усредненному значению на всей поверхности катода E_{macro}).

В соответствии с условиями экспериментов [1–3] импульс напряжения на диоде описывался распределением Гаусса с амплитудным значением $U_{\text{max}} = 250 \text{ kV}$, фронтом и длительностью на полувысоте $T \sim 150 \text{ ps}$. При этом учитывался предимпульс напряжения $U = 10 \text{ kV}$, действующий в течение 100 ps перед началом основного импульса напряжения.

Моделирование показало, что при больших коэффициентах усиления электрического поля на поверхности микроострий $\beta = 40-70$ [3] эмиссия электронов с катода начинается на стадии низковольтного предимпульса напряжения. За время $\sim 100-150 \text{ ps}$ вблизи катода формируется проводящий слой, с концентрацией заряженных частиц $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, экранирующий поверхность катода. За время $\sim 20-30 \text{ ps}$ размер этого слоя становится сравнимым с толщиной кромки катода. Область с высокой напряженностью электрического поля вытесняется на границу проводящей области и неионизованного газа (рис. 2, а). Можно говорить

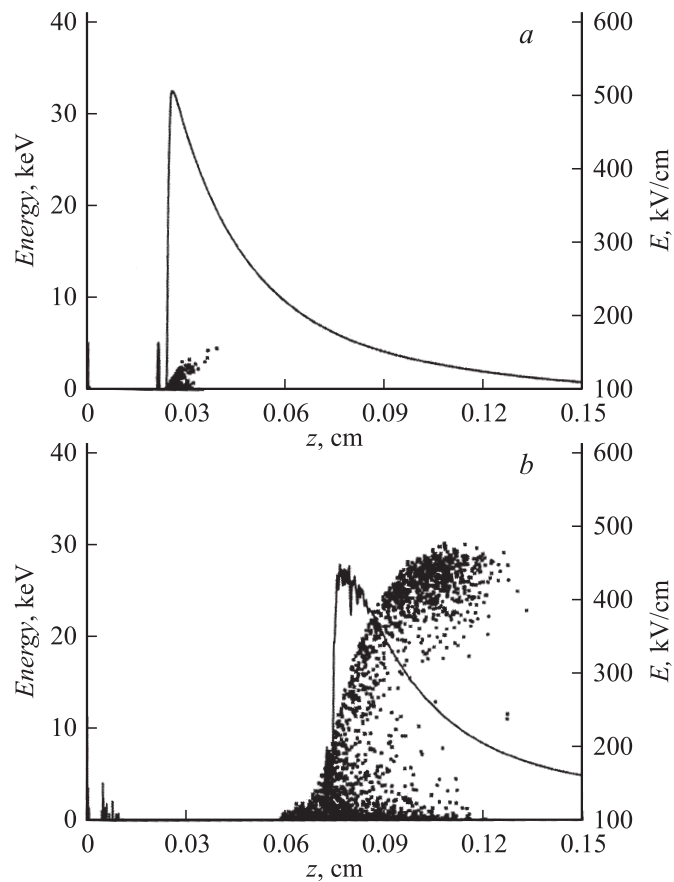


Рис. 2. Фазовые портреты электронов (точки) и распределение напряженности электрического поля (кривая) вблизи катода в различные моменты времени после начала расчета: *a* — 180 ps, *b* — 195 ps.

о формировании „плазменного катода“ на этой границе. Быстрое увеличение напряжения на промежутке (со скоростью $\sim 1.8 \cdot 10^{15}$ V/s) приводит к увеличению напряженности электрического поля на плазменном катоде до значений $E \sim 550\text{--}650$ kV/cm, концентрация электронов в области максимального значения электрического поля $\sim 10^{14}$ cm $^{-3}$. На

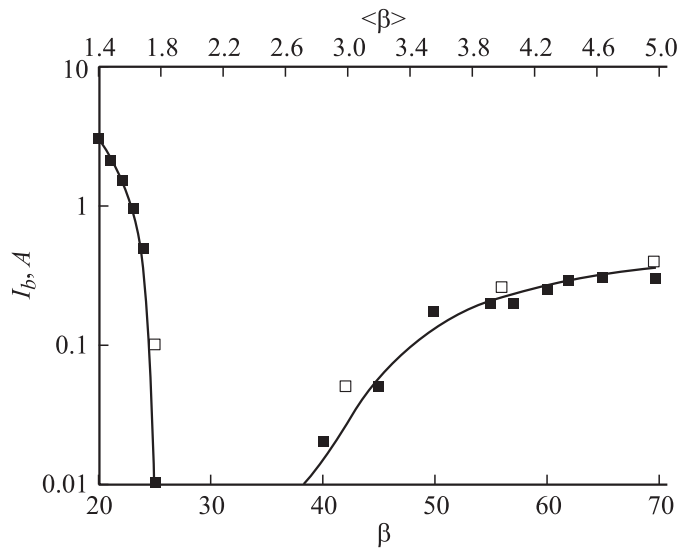


Рис. 3. Зависимость тока пучка убегающих электронов I_b от β в приближении одинаковых микроострий на катоде (закрашенные квадратики) и β — с учетом функции распределения микроострий по размерам (не закрашенные квадратики).

этой стадии ($T \sim 170\text{--}180$ ps) на расстоянии $200\text{--}300\ \mu\text{m}$ от катода происходит формирование пучка убегающих электронов (рис. 2, *a*) с током $I_b \sim 0.1$ А.

Сформированный в этих условиях пучок приводит к предварительной ионизации газа перед „плазменным катодом“, уменьшению напряженности электрического поля и концентрации электронов в области ускорения, что приводит к прекращению формирования и срыву тока пучка уже через $10\text{--}15$ ps (рис. 2, *b*).

В этих условиях уменьшение коэффициента β приводит к уменьшению тока пучка убегающих электронов (рис. 3), что связано в основном с уменьшением концентрации электронов и напряженности электрического поля в области ускорения вблизи „плазменного катода“.

Отметим, что экранировка катода плазмой на ранней стадии развития разряда (еще до формирования пучка) может существенно умень-

шить влияние взрыва микроострий на формирование пучка убегающих электронов.

Уменьшение коэффициента β до значений 25–40 приводит к тому, что эмиссия электронов с катода начинается при напряжении на диоде $U \sim 40\text{--}50\text{ kV}$. В этом случае напряженность электрического поля вблизи поверхности катода достигает значений $E \sim 550\text{--}600\text{ kV/cm}$, что достаточно для перехода в режим непрерывного ускорения лишь небольшого количества электронов, эмитированных с катода. Эти электроны предварительно ионизуют газ, находящийся в зазоре, что существенно изменяет картину поведения распределения напряженности электрического поля в зазоре и затрудняет формирование пучка убегающих электронов с плазменного катода. В таких условиях ток пучка убегающих электронов не превышает $I_b \sim 10^{-3}\text{ A}$.

При коэффициентах $\beta < 25$ эмиссия электронов с катода начинается при напряжении $U > 50\text{ kV}$ и напряженности электрического поля вблизи поверхности катода $E > 600\text{ kV/cm}$. Электроны, как эмитированные с катода, так и рожденные вблизи катода в результате ионизации газа, переходят в режим непрерывного ускорения, формируя пучок [5]. Ток такого пучка может превышать значение 1 А (рис. 3). Однако добиться таких малых коэффициентов усиления β в эксперименте крайне затруднительно.

Отметим, что расчеты проводились также и с учетом функции распределения микроострий по размерам [6]. В этом случае эмиссионная способность катода описывалась по формуле

$$j'_{AЭЭ}(E) = AB \langle \beta \rangle E \varphi^{1/2} \exp \left[-\sqrt{B \frac{\varphi^{3/2}}{\langle \beta \rangle E}} \right],$$

где $\langle \beta \rangle$ — усредненный коэффициент усиления электрического поля на всех микроостриях. Такой подход позволяет учесть как высокие микроострия с большим коэффициентом усиления, дающие эмиссию на ранних стадиях развития разряда, так и микроострия с низким β , которые позволяют увеличивать эмиссионный ток на более поздних стадиях за счет увеличения площади эмиссии. Результаты, полученные в рамках такой модели, качественно не отличались от результатов, полученных в приближении одинаковых микроострий на поверхности катода (рис. 3). Так, при усредненном коэффициенте усиления больше 3 пучок убегающих электронов формировался с границы газоразрядной плазмы, а при значениях меньше 1.8 непосредственно у катода.

В рамках модели „сплошной эмитирующей кромки“ исследовано влияние эмиссионной способности катода на формирование и характеристики пучка убегающих электронов в газонапыленном диоде при атмосферном давлении с резко неоднородным электрическим полем. Продемонстрировано существование двух механизмов формирования пучков убегающих электронов, которые реализуются при различной эмиссионной способности катода. Показано, что при высокой эмиссионной способности пучок электронов образуется с границы газоразрядной плазмы на расстоянии 200–300 μm от катода. При этом уменьшение эмиссионной способности катода приводит к уменьшению тока пучка убегающих электронов, что связано с уменьшением концентрации электронов и напряженности электрического поля в области ускорения вблизи плазменного катода. При низкой эмиссионной способности катода пучок убегающих электронов формируется непосредственно у катода и состоит как из эмитированных с катода электронов, так и из электронов, образованных вблизи катода в результате ионизации газа. В таких условиях уменьшение эмиссионных свойств катода приводит к увеличению тока пучка убегающих электронов за счет увеличения напряжения, при котором формируется пучок.

Работа выполнена в рамках интеграционного проекта СО РАН и УрО РАН № 42 „Сильноточные разряды в газах и разработка электрофизических устройств на их основе“ и при поддержке РФФИ, грант № 09-08-01163.

Список литературы

- [1] *Shunaylov S., Sharyпов K., Shpak V., Yalandin M.* // Proc. of the 17th International Conference of High-Power Particle Beams (Beams'08). Xi'an, P.R. China, July 2008. P. 173–176.
- [2] *Месяц Г.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 4. С. 71–80.
- [3] *Месяц Г.А., Яландин М.И.* // Докл. Академии Наук. 2009. Т. 424. № 6. С. 755–759.
- [4] *Месяц Г.А.* // Письма в ЖЭТФ. Т. 85. В. 2. С. 119–122.
- [5] *Беломятцев С.Я., Романченко И.В., Рыжов В.В., Шкляев В.А.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 9. С. 10–16.
- [6] *Козырев А.В., Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 1.