

УДК 537.52;0.3;04

О ПРОХОЖДЕНИИ ГАЗОРАЗРЯДНОГО ПРОМЕЖУТКА ИНЖЕКТИРОВАННЫМИ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ИМПУЛЬСА

А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

Проведено моделирование прохождения быстрыми инжектированными электронами газоразрядного промежутка, наполненного азотом при атмосферном давлении. Движение происходит под воздействием ускоряющего импульса электрического поля субнаносекундной длительности с пиковым напряжением 150 кВ. Показано, что в обычно реализуемых экспериментальных условиях эмиссионные электроны не могут составить основную долю электронов пучка, генерируемого в диоде, наполненном газом атмосферного давления.

В работах, подытоженных в обзорах [1 – 3], сообщается о генерации мощных субнаносекундных электронных пучков (до 200 А) в газах атмосферного давления. Механизм генерации пучка, согласно [1 – 5], состоит в следующем. Сначала имеет место слабая, фоновая предыонизация объема быстрыми эмиссионными электронами, затем распространяется волна размножения электронов фона. Когда волна размножения подходит близко к аноду, выполняется нелокальный критерий убегания электронов и происходит генерация пучка убегających электронов.

В работе [6] представлены эксперименты, близкие по постановке к работам [1 – 3]. Однако авторы [6] исходили из предположения, что механизм формирования субнаносекундного пучка в газе, до момента перекрытия межэлектродного зазора разрядом, аналогичен механизму взрывной электронной эмиссии, который имеет место в вакуумном диоде. В результате анализа своих экспериментов авторы [6] приходят к выводу, что

концепция газоразрядного формирования электронных пучков [1] для условий экспериментов [6] и аналогичных им неприменима. Более того, по их мнению “есть основание полагать, что газовый пробой может быть фактором, только ограничивающим длительность инжектированного пикосекундного электронного пучка в газонаполненном диоде”. Иначе говоря, в [6] утверждается, что основу электронов пучка составляют эмиссионные, а не газоразрядные электроны.

В связи с этим мы провели расчеты, показывающие, какая доля эмиссионных электронов может достигнуть анода в условиях экспериментов [6].

Моделирование движения группы инжектированных быстрых электронов, не взаимодействующих между собой, было проведено так же, как и в работе [7], на основе одной из модификаций метода частиц. Электроны инжектировались в начале координат на катоде в момент времени $t = 0$. На малых временных шагах решались уравнения движения всех рассматриваемых электронов, и разыгрывались упругие столкновения с ядрами атомов. Движение вторичных электронов не рассматривалось.

Движение электронов между упругими столкновениями с ядрами атомов рассматривалось на основе релятивистской механики с учетом силы торможения в приближении Бете. Однако ниже представлены результаты для нерелятивистского случая. В отличие от [7] рассматривался слой газа конечной толщины d между катодом и анодом, а напряжение между анодом и катодом задавалось как функция времени $U(t)$ (рис. 1), аппроксимирующая соответствующую зависимость, приведенную в [6].

Кроме обычной диагностики вычислялось число электронов, добравшихся до анода к моменту времени t , и, соответственно, доля инжектированных электронов η , добравшихся до анода, что и являлось основной целью рассмотрения.

Результаты расчетов показывают (рис. 2), что сколько-нибудь заметная доля электронов добирается до анода только при сравнительно высокой энергии инжектированного электрона: $\epsilon_0 > 13 \text{ keV}$ для времени пика импульса $t = 100 \text{ ps}$ и $\epsilon_0 > 6 \text{ keV}$ для времени окончания импульса $t = 200 \text{ ps}$.

В условиях экспериментов [6] эмиссионные электроны в начале импульса такую энергию иметь не могут даже в условиях взрывной эмиссии. Действительно, максимальная энергия электрона, инжектируемого с плазменного выступа высотой a , составляет величину $\epsilon_{0max} \sim eU(t=0) \cdot a/d$ (e – заряд электрона). Полагая для примера $a \sim 1 \text{ mm}$, $d \sim 1 \text{ cm}$, $U(t=0) \sim 20 \text{ kV}$, имеем $\epsilon_{0max} \sim 2 \text{ keV}$. Согласно рис. 2, энергии $\epsilon_0 \sim 2 \text{ keV}$ явно недостаточно, чтобы эмиссионный электрон добрался до анода даже к концу импульса напряжения.

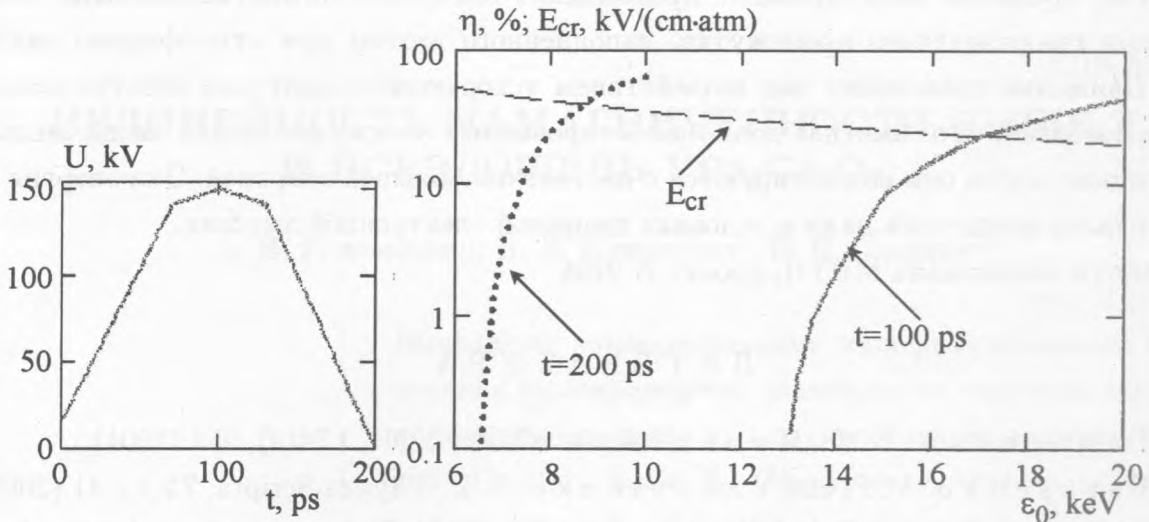


Рис. 1. Зависимость напряжения на разрядном промежутке от времени.

Рис. 2. Зависимость от энергии электронов, инжектированных на катод, доли электронов, добравшихся до анода ко времени достижения пика напряжения ($t = 100 \text{ ps}$) и по окончании импульса напряжения ($t = 200 \text{ ps}$). Приведена также зависимость критического напряжения $E_{cr}(\epsilon_0) = N(2\pi e^3 Z/\epsilon_0)\sqrt{e/2} \ln(\epsilon_0/E_{cr})$ для убегания электронов. Здесь $e \approx 2.72$; $Z = 7$ - заряд ядра атома азота; $N = 2 \cdot 3.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ - плотность атомов нейтрального газа; $E_{cr} \approx 40 \text{ eV}$ - средняя энергия неупругих потерь. Расчет проведен для расстояния между электродами $d = 1 \text{ см}$.

Отметим, что утверждение [6] о тождественности процессов, протекающих при формировании пучка в вакуумном и газонаполненном диоде, противоречит и ряду экспериментальных результатов этой же работы. Например, зависимость амплитуды тока пучка от расстояния для вакуумного и газонаполненного диода принципиально отличаются (см. рис. 2б в [6]). Более того, на амплитуду тока пучка существенное влияние оказывает сорт газа наполнителя: при замене азота на водород амплитуда пучка возрастает в несколько раз, а при замене азота элегазом (SF_6) пучок вообще не генерировался.

Конечно, многие детали механизма генерации мощных субнаносекундных пучков [1 - 6] в плотных газах нуждаются в дополнительных экспериментальных и теоретических исследованиях. Однако предположение о том, что основную долю электронов пучка составляют эмиссионные электроны, противоречит как экспериментальным фактам, так и теоретическим представлениям.

Итак, проведено моделирование прохождения быстрыми инжектированными электронами газоразрядного промежутка, наполненного азотом при атмосферном давлении. Движение происходит под воздействием ускоряющего импульса электрического поля. Показано, что заметная доля инжектированных частиц достигает анода лишь в том случае, когда они инжектируются с достаточно большой энергией. Эта энергия не может быть обеспечена даже в условиях взрывной электронной эмиссии.

Работа поддержана МНТЦ, проект N 2706.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **174**(9), 953 (2004).
- [2] Tarasenko V. F. and Yakovlenko S. I. Physica Scripta, **72**(1), 41 (2005).
- [3] Tarasenko V. F. and Yakovlenko S. I. Plasma devices and operations, **13**(4), 231 (2005).
- [4] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Central European Journal of Physics (CEJP), **2**(4), 579 (2004), (www.cesj.com/physics.html).
- [5] Газовые и плазменные лазеры. Под ред. С. И. Яковленко. (М., Наука, 2005), Серия "Энциклопедия низкотемпературной плазмы". Под ред. В. Е. Фортова.
- [6] Месяц Г. А., Коровин С. Д., Шарыпов К. А. и др. Письма в ЖТФ, **32**(1), 35 (2006).
- [7] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 10, 29 (2005).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 25 января 2006 г.