

## ЛАВИННО-ПЛАЗМЕННЫЙ ПЕРЕХОД ПРИ СТРИМЕРНОМ ПРОБОЕ

В.С.Болдасов, А.А.Рухадзе

*На основе численного моделирования проведено исследование развития лавины ионизации в перенапряженных коротких плоских промежутках, заполненных гелием при атмосферном давлении. Установлены условия и механизм появления и развития плазменной области и анодного стримера.*

Построение теории пробоя газов высокого давления, которая бы с достаточной для практических применений точностью описывала механизм и развитие пробоя, сталкивается с рядом затруднений из-за недостатка детальных количественных данных. Получение таких данных затруднено из-за того, что при пробое газов протекает большое число взаимосвязанных быстрых процессов. Поэтому важное значение приобретает численное моделирование газоразрядных систем на ЭВМ с использованием достаточно полных моделей.

Данная работа посвящена численному исследованию развития лавины ионизации во внешнем постоянном электрическом поле на основе предложенной в [1, 2] плазменной модели пробоя газа высокого давления. В качестве рабочего вещества взят гелий при атмосферном давлении и комнатной температуре. Ограничиваемся анализом плоского одномерного разряда при расстоянии между электродами  $d = 1$  см, к которым приложено постоянное напряжение  $\Phi_0 = 10 - 20$  кВ. В этих условиях при наличии некоторой предварительной ионизации время развития разряда составляет десятки наносекунд. За это время ионы не успевают заметно сместиться и их можно считать неподвижными. Поведение системы определяется динамикой электронов в самосогласованном электрическом поле, состоящем из внешнего поля и поля пространственного заряда ионов и электронов. Под действием электрического поля электроны движутся к аноду. Длина свободного пробега электронов определяется их столкновениями с нейтральными атомами и составляет  $\approx 10^{-5}$  см. Это позволяет для описания движения электронов использовать дрейфовое приближение, считая скорость электронов  $v$  пропорциональной напряженности электрического поля  $E$ . В результате столкновений электроны термализуются, причем за счет нагрева электрическим полем их температура  $T_e$  значительно превышает температуру газа  $T_g$ .

Неупругие столкновения электронов с нейтральными атомами приводят к ионизации и возбуждению атомов газа. Для описания этих процессов использовалось приближение поуровневой кинетики. Предварительные оценки показали, что для начальной стадии разряда, пока температура электронов достаточно велика ( $T_e \gg 1$  эВ), можно ограничиться двухуровневой моделью атома гелия.

Сделанные допущения позволяют для описания развития разряда использовать следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (vN_e) - \frac{\partial}{\partial x} \left( D \frac{\partial N_e}{\partial x} \right) &= Q_e = \frac{\partial N_1}{\partial t}, \\ Q_e &= N_e (V_{02}N_0 - V_{20}N_2 + V_{12}N_1 - V_{21}N_2), \\ \frac{\partial N_1}{\partial t} &= N_e (V_{01}N_0 - V_{10}N_1 + V_{21}N_2 - V_{12}N_1), \\ \frac{\partial N_0}{\partial t} &= N_e (V_{10}N_1 - V_{02}N_0 + V_{20}N_2 - V_{02}N_0), \\ N_2 &= (g_2/g_e g_1) N_e^2 (h^2/2\pi m T_e)^{3/2} \exp\left(-\frac{I - E_2}{T_e}\right), \\ v &= \mu E, \quad D = \beta T_e, \quad E = -\partial\Phi/\partial x, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \partial^2 \Phi / \partial x^2 &= -4\pi e(N_e - N_1), \quad \Phi(x=0) = 0, \quad \Phi(x=d) = \Phi_0. \\ e^2 E^2 / m\nu &= 3(m/M)\nu(T_e - T_g) + E_1(V_{01}N_0 - V_{10}N_1) + E_2(V_{02}N_2 - V_{20}N_2) + \\ &+ (E_2 - E_1)(V_{12}N_1 - V_{21}N_2), \\ \partial(N_0 T_g) / \partial t &= 3(m/M)\nu(T_e - T_g)N_e, \quad \partial N_e / \partial x|_{x=0} = \partial N_e / \partial x|_{x=d} = 0. \end{aligned}$$

Здесь  $N_e$  и  $N_1$  — концентрация электронов и ионов;  $N_0$  — концентрация невозбужденных нейтральных атомов;  $N_1$  и  $N_2$  — концентрация атомов, возбужденных на 1-й и 2-й уровни;  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона;  $h$  — постоянная Планка;  $M$  — масса атома гелия;  $g_2, g_0$  и  $g_1$  — статистические веса соответствующих состояний;  $\Phi$  — потенциал электрического поля;  $V_{ik}$  ( $i, k = 0, 1, 2$ ) — зависящая от температуры электронов  $T_e$  вероятность перехода атома с  $i$ -того на  $k$ -тый уровень;  $\mu$  — подвижность электронов;  $I$  — потенциал ионизации атомов;  $E_1$  и  $E_2$  — энергия возбуждения на 1-й и 2-й уровни. Система дополняется начальными условиями для  $N_e, N_0, N_1$  и  $N_2$ .

Данная самосогласованная нелинейная задача решалась численно итерационными конечно-разностными методами на ЭВМ БЭСМ-6. Для уточнения границ применимости модели проведена серия расчетов пространственно однородной системы, которые показали, что время развития разряда хорошо согласуется с экспериментальными данными, причем для заданного  $\Phi_0$  оно зависит только от начального значения  $N_e$ . Через некоторое время устанавливается определенное соотношение между  $N_1, N_2$  и  $N_e$ , а начальные значения  $N_1$  и  $N_2$  "забываются" и не влияют на поведение системы. "Выгоранием" газа можно пренебречь; нагрев газа наблюдается лишь при  $N_e \gtrsim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Поэтому в дальнейших расчетах уравнения для  $N_0$  и  $T_g$  не использовались, эти величины считались постоянными и равными  $N_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_g = 300 \text{ К}$ .

Для исследования механизма развития разряда проведена серия расчетов при неоднородном начальном распределении концентрации электронов в промежутке. Установлено, что если начальная плотность электронов в каждой точке промежутка отлична от нуля, то неоднородность в системе сохраняется лишь ограниченное время. Когда в результате ионизации газа концентрация электронов достигает значения  $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ , включается следующий физический механизм выравнивания неоднородностей. В областях с повышенной концентрацией электронов за счет разделения зарядов (электроны движутся к аноду, а ионы неподвижны) величина электрического поля уменьшается, соответственно уменьшается температура электронов и вероятность ионизации ими газа. Это замедляет дальнейший рост плотности электронов. В областях с пониженной концентрацией электронов наблюдается обратная картина. С ростом  $N_e$  этот эффект усиливается и при  $N_e \gtrsim 10^{12} \text{ см}^{-3}$  распределение  $N_e(x)$  и всех других величин в промежутке становится однородным, и далее развивается однородная форма разряда.

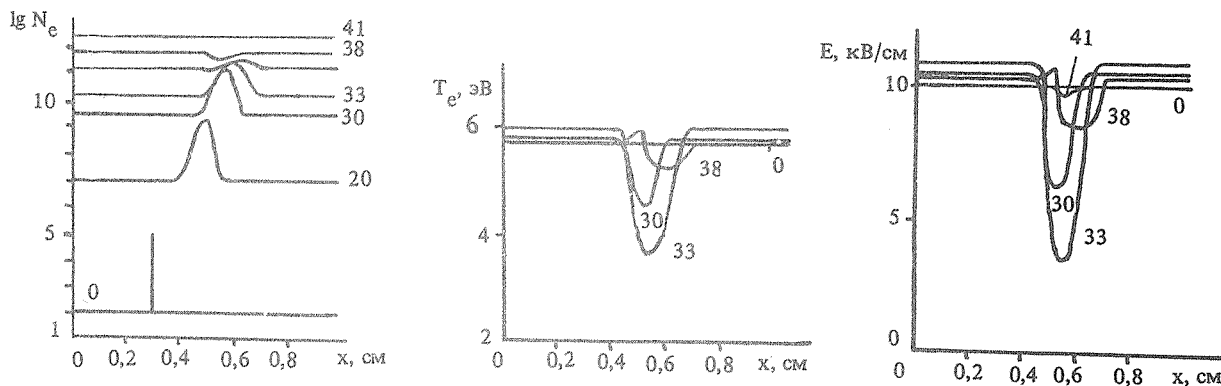


Рис. 1. Распределение  $N_e$  (а),  $T_e$  (б) и электрического поля  $E$  (в) вдоль промежутка. Цифрами указаны моменты времени в наносекундах. При  $t > 41 \text{ нс}$   $T_e = \text{const}$ ,  $E = \text{const}$ .

На рис. 1 приведены результаты расчета характерного варианта, иллюстрирующие развитие разряда в этом случае. Следует отметить, что поведение системы слабо зависит от величины неоднородности в начальном распределении концентрации электронов.

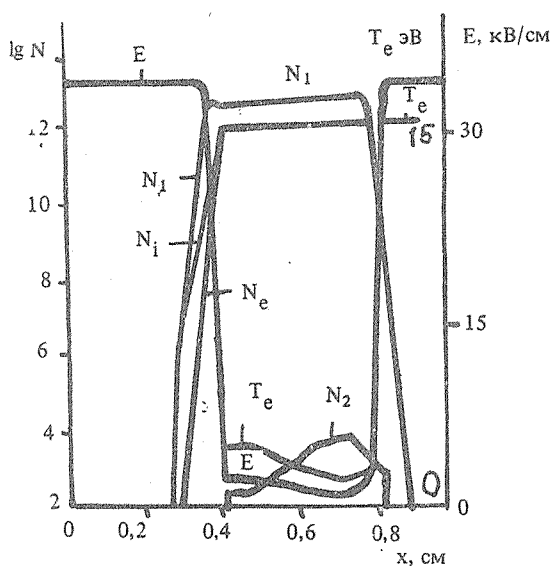


Рис. 2. Распределение вдоль промежутка параметров разряда  $\lg N_e, \lg N_i, \lg N_1, \lg N_2, T_e, E$  в момент времени  $t = 16$  нс для случая, когда в начальном распределении  $N_e(x)$  отсутствует фон;  $\Phi_0 = 20$  кВ.

Иная картина развития разряда наблюдается, когда потока электронов с катода нет и начальное распределение концентрации электронов  $N_e$  носит локальный характер. Анализ результатов расчетов показал, что по достижении концентрации электронов в результате ионизации газа значения  $N_e \approx 10^{11} - 10^{12}$  дальнейший рост  $N_e$  прекращается. При этом за счет разделения зарядов электрическое поле  $E$  и, соответственно, температура электронов  $T_e$  внутри области, занятой электронами, сильно уменьшаются, т.е. в промежутке образуется плазменная область. Это иллюстрирует приведенное на рис. 2 распределение вдоль промежутка параметров разряда в фиксированный момент времени. Профиль распределения концентрации электронов в промежутке  $N_e(x)$  в дальнейшем трансформируется следующим образом. Фронт профиля, обращенный к катоду, практически неподвижен. Фронт профиля  $N_e(x)$ , обращенный к аноду, не деформируясь, движется с нарастающей скоростью  $v_\phi$ , причем  $v_\phi$  значительно превышает скорость дрейфа электронов во внешнем поле  $v_0 = \mu\Phi_0/d$ . В расчетах отношение  $v_\phi/v_0$  составляло  $\sim 2 - 5$  в зависимости от величины ускоряющего напряжения. Полученная в расчетах скорость движения анодного фронта  $v_\phi$  близка к экспериментально измеренным значениям скорости распространения стримера [2]. Это дает основания отождествить наблюдаемую картину с зарождением и развитием анодного направленного стримера при искровом пробое промежутка.

Для получения более полной и адекватной картины необходимо включение в модель излучения (из-за большой температуры электронов  $T_e \approx 1$  эВ должно наблюдаться интенсивное излучение из плазменной области), большего числа уровней атома гелия и неоднородности пробоя.

Авторы благодарны О.А.Омарову и А.П.Бройтману за многочисленные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Омаров О. А., Рухадзе А. А., Шнейерсон Г. А. ЖТФ, 49, 1577 (1979); 50, 536 (1980).
2. Бройтман А. П. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 50; № 9, 27, 41 (1984).