

12. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М. Атомиздат, 1968.
13. Кудрин Л. П., Дозоров А. А. Об эффекте Рамзауэра на атомах урана. — «Атомная энергия», 1969, т. 27, № 1.
14. Davies R. H., Mason E. A., Munn R. J. High-temperature transport properties of alkali metal vapor. — «Phys. Fluids», 1965, vol. 8, N 3.

УДК 537.525

### ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ДВУМЕРНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Г. Г. Гладуш, А. А. Самохин

(Москва)

Известно, что пробой в газах осуществляется в основном двумя способами: диффузно (таунсендовский пробой) и путем образования узкого токового канала (стримерный пробой). Надежных критериев реализации того или иного механизма в настоящее время нет. Этот вопрос остается также открытым для области давлений  $p < 10$  мм рт. ст. [1]. Даже при специальной предьонизации не всегда удается избежать стримерной стадии пробоя. По-видимому, основная причина стримерного пробоя связана с увеличением напряженности электрического поля около локализованных зон повышенной проводимости [2]. В работе [3] показана эффективность использования численных методов для исследования осесимметричного катодно-направленного стримера между двумя плоскими электродами в азоте.

В данной работе излагаются результаты расчета, предпринятого с целью выявить возможный механизм шнурования разряда на ранней стадии зажигания для геометрии пластинчатый электрод — плоскость, наиболее благоприятствующей возникновению анодно-ориентированного стримера. Явление исследовалось в рамках нестационарной системы из трех уравнений, учитывающих процессы ионизации и рекомбинации в балансе заряженных частиц и влияние объемного заряда на распределение электрического поля [4]. Диффузия не учитывалась, что также благоприятствует реализации стримерного пробоя.

Относительно концентрации электронов  $n_e$ , концентрации ионов  $n_i$  и потенциала электрического поля  $\phi$  имеем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \partial n_e / \partial t + \operatorname{div} \mathbf{j}_e &= \alpha j_e - \beta n_e n_i, \quad \mathbf{j}_e = \mu_e n_e \nabla \phi, \\ \partial n_i / \partial t + \operatorname{div} \mathbf{j}_i &= \alpha j_i - \beta n_e n_i, \quad \mathbf{j}_i = -\mu_i n_i \nabla \phi, \\ -\Delta \phi &= 4\pi e(n_i - n_e), \end{aligned}$$

где  $\alpha$  — первый коэффициент Таунсенда;  $\beta$  — коэффициент рекомбинации;  $\mu_e, \mu_i$  — коэффициенты подвижностей электронной и ионной компоненты;  $e$  — заряд электрона ( $e > 0$ ).

Краевые условия, накладываемые на концентрацию электронов на катоде и на концентрацию ионов на аноде, соответствуют выбиванию электронов из катода потоком ионов ( $\gamma$ -процесс) и отсутствию ионов на аноде:

$$j_e|_k = \gamma j_i|_k, \quad j_i|_a = 0.$$

Между катодом и анодом поддерживается заданная разность потенциалов  $U$ . На остальной диэлектрической границе разрядной камеры нормальная компонента электрического поля полагается равной нулю, так как характерное время физических процессов (максвелловское время) меньше

характерного времени данной задачи. Таким образом, на потенциал накладываются краевые условия

$$\varphi|_k = 0, \varphi|_a = U, \partial\varphi/\partial n|_{\text{диэл}} = 0.$$

Геометрия электродов позволяет ограничиться двумерным описанием. Расчет проводился для плоской области прямоугольной формы. Одна сторона прямоугольника представляет собой анод, на противоположной диэлектрической границе в середине заодно помещен узкий катод. Расстояние между электродами 1 см, размер анода 2 см, размер катода 0,2 см. Разрядный промежуток заполнен азотом, необходимые данные для которого известны [4]. Разность потенциалов  $U = 500\text{В}$ , давление газа в камере  $p = 5\text{ мм рт. ст.}$  Разряд в целом считался симметричным относительно прямой, проходящей посередине камеры перпендикулярно поверхности электродов.

Разряд инициировался узким слоем плазмы с концентрацией  $10^8\text{ см}^{-3}$ , помещенным около катода. В течение приблизительно 0,6 мкс искажение электрического поля незначительно, и разряд протекает в известном вакуумном поле. До проявления эффектов объемного заряда изменение концентрации электронов и ионов вдоль каждой силовой линии поля описывается системой из двух нестационарных одномерных и, если пренебречь рекомбинацией, линейных уравнений. Аналитическое исследование в рамках этой упрощенной системы показывает, что искомые величины нарастают экспоненциально быстро с характерным временем  $\tau$ , определяемым из интегрального уравнения

$$\gamma^{-1} = \int_0^{s_a} \alpha(s) \exp \left\{ \int_0^s \alpha(s') ds' - \frac{t_{ie}(s)}{\tau} \right\} ds,$$

$$t_{ie}(s) = \int_0^s \{v_i^{-1}(s') + v_e^{-1}(s')\} ds',$$

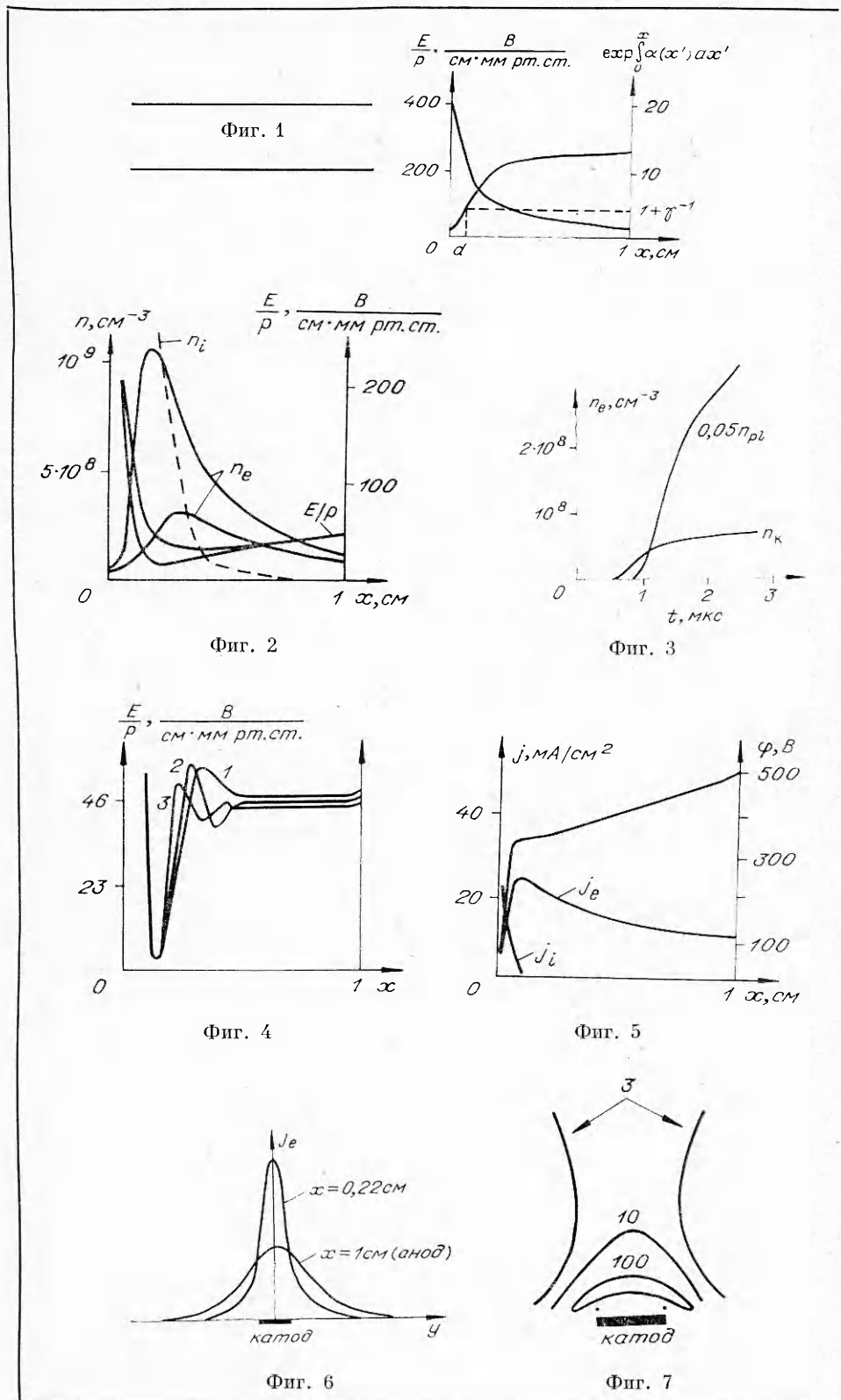
где  $ds$  — элемент длины силовой линии, отсчитываемой от катода;  $v_i$  и  $v_e$  — соответственно скорость дрейфа ионов и электронов. Для имеющегося распределения вакуумного поля на оси симметрии (фиг. 1,  $t = 0$ )  $\tau = 0,2\text{ мкс}$  и приблизительно совпадает с пролетным временем ионов с границы пробоя до катода. Расстояние  $d$  от границы пробоя до катода определяется из уравнения

$$\ln(1 + \gamma^{-1}) = \int_0^d \alpha(s) ds$$

и на оси симметрии системы равно 0,08 см. Из решения следует, что точка нулевой плотности объемного заряда не меняет своего положения и находится почти посередине между электродами, ее координата  $s_0$  определяется из уравнения

$$\tau = \alpha^{-1}(s_0)/v_e(s_0),$$

которое означает, что увеличение плотности электронов за счет дрейфа с катода совпадает со скоростью образования ионов за счет процессов ионизации в данной точке. Поскольку плотность плазмы нарастает по экспоненте, то следует ожидать, что за время, соизмеримое с  $\tau$ , начнут проявляться эффекты объемного заряда. По мере увеличения напряжен-



ности электрического поля около катода скорость образования электронов также будет возрастать, а уменьшение падения потенциала в объеме соответственно приведет к уменьшению скорости образования ионов в объеме, и точка  $s_0$  будет смещаться к катоду. Результаты численного расчета подтверждают правильность вышеизложенного.

По мере нарастания объемных зарядов становится существенным требование квазинейтральности и ток электронов в объеме определяется имеющимся распределением ионов. Так как время дрейфа ионов с анода на катод (15 мкс) значительно больше  $\tau$ , то образование ионов в объеме в каждой точке происходит в основном за счет процессов ионизации, интенсивность которых с проявлением прикатодного скачка потенциала начинает отставать от скорости образования электронов около катода. В итоге складывается такая ситуация, что проводимость в объеме недостаточна для того, чтобы отвести все образующиеся электроны от катода к аноду. Около катода образуется минимум напряженности электрического поля, который и ограничивает ток электронов в объем камеры. На распределение ионов накладывается быстро растущий пик концентрации запертых электронов (фиг. 2,  $t_1 = 0,9$  и  $t_2 = 1$  мкс), причем последний смещается под максимум концентрации ионов. Хотя количество ионов продолжает увеличиваться, тем не менее в максимуме концентрация электронов увеличивается еще быстрее и к моменту времени 1,6 мкс сравнивается с концентрацией ионов. Несоответствие между проводимостью в объеме и скоростью образования электронов около катода с течением времени уменьшается, так как излишек электронов, накапливающихся около катода, компенсирует положительный заряд ионов и за счет образования квазинейтральной плазмы высокой концентрации сокращает зону генерации. Таким образом, в течение приблизительно 1,5 мкс после начала проявления эффектов объемного заряда устанавливается квазистационарное состояние с характерным временем, определяемым скоростью образования ионов в объеме (фиг. 3, где показано изменение концентрации электронов на катоде  $n_k$  и в объеме  $n_{pl}$  на расстоянии  $x = 0,5$  см от катода в зависимости от времени).

В процессе выхода разряда на квазистационарный режим на интервале времени от 1,1 до 1,6 мкс наблюдалось возникновение неоднородностей в распределении электрического поля на оси симметрии системы. Вслед за возникновением первого глубокого минимума напряженности около катода последовательно возникали максимумы и минимумы (фиг. 4, где 1 —  $t_1 = 1,15$  мкс, 2 —  $t_2 = 1,35$  мкс, 3 —  $t_3 = 1,55$  мкс). Точка возникновения неоднородности с течением времени перемещается к аноду, хотя каждый отдельный пик движется в обратном направлении — от анода к катоду. В дальнейшем с течением времени распределение поля становится гладким (на оси симметрии практически константа) и в объеме достигается равенство концентрации электронов и ионов. Согласно расчету, характерное время, связанное с этим явлением, много больше электронного пролетного и много меньше ионного пролетного. Таким образом, распределение электронов, поступающих в объем с катода, успевает подстраиваться под распределение электрического поля, а ионы образуются в каждой точке за счет ионизации. В одномерном случае, пренебрегая рекомбинацией, получим следующую систему уравнений, описывающих эволюцию поля и проводимости в объеме:

$$(1) \quad \begin{aligned} \partial n_i / \partial t &= \mu_e \alpha(E) J_e(t), \\ \partial E / \partial x &= 4\pi e \{ J_e(t) / E - n_i \}, \end{aligned}$$

где  $E$  — абсолютная величина напряженности электрического поля ( $J_e = = n_e E$ ); координата  $x$  отсчитывается от катода.

При степенной зависимости коэффициента ионизации от напряженности и электронного тока от времени существует автомодельное решение (1), которое качественно подтверждает картину образования осциллирующего электрического поля, полученную в результате расчетов.

Через 2 мкс после того, как стали проявляться эффекты объемного заряда, величина прикатодного скачка потенциала достигла 300 В при полном токе 5 мА/см, протекающем через систему (фиг. 5,  $t = 2,6$  мкс). Максимальное значение напряженности на оси симметрии достигается на катоде и равно 1300 В/см·мм рт. ст., при этом плотность тока на катоде равна 25 МА/см<sup>2</sup>. В объеме образуется квазинейтральная плазма с концентрацией ионов, монотонно убывающей от катода к аноду от  $8 \cdot 10^9$  до  $4 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>. В большей части объема ионы в точке образуются за счет процессов ионизации, хотя в области минимума напряженности электрического поля определяющим является перенос ионов по полю из точек пространства с большим  $E/p$ . На оси симметрии системы напряженность поля в объеме меняется в пределах 37—38 В/см·мм рт. ст., увеличиваясь около анода до 44 В/см·мм рт. ст. Поперек разряда напряженность монотонно убывает к границам камеры. С уменьшением удельной проводимости в направлении к аноду эффективная ширина проводящей зоны увеличивается (фиг. 6,  $t = 2,6$  мкс), причем интегральный ток через сечение в столбе сохраняется неизменным. На границе между прикатодным скачком потенциала и плазмой в объеме располагается узкий слой квазинейтральной плазмы с концентрацией на порядок выше, чем в объеме. Максимальное значение плотности ионов  $1,6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> (фиг. 7,  $t = 2,6$  мкс). Из-за краевого эффекта плотность электронного тока максимальна не в центре катода, а на краях. Поскольку проводимость камеры на нижней диэлектрической границе резко убывает в направлении к боковым границам, то электроны, образующиеся на краях катода, стекаются к центру системы в область максимальной проводимости. Таким образом, имеется тенденция к образованию перетяжки тока вблизи катода.

Оценки, проведенные в предположении слабо меняющегося в объеме  $E/p$ , показывают, что ионизационное равновесие достигается через 15—20 мкс. За это время существенными станут эффекты, обязанные разогреву газа.

Полученные результаты двумерного расчета в целом подтверждают существующие представления о механизме протекания тока через газ. С другой стороны, обнаружен ряд интересных особенностей.

Вследствие неоднородности электрического поля система выходит на режим квазистационарного катода за время 1,5—2 мкс; электрический ток, генерируемый около катода, проходит столб практически без усиления, хотя проводимость в столбе со временем увеличивается. При выходе на квазинейтральность в объеме разряд проходит через неустойчивую стадию, выражающуюся в возникновении осциллирующего электрического поля на оси симметрии. Зона квазинейтральности составляет основную часть промежутка, и ее ширина сравнима с межэлектродным расстоянием. Однако токопроводящий канал заметно уже этой зоны и составляет 2—3 ширины катода. У катода между областью пространственного заряда и столбом формируется узкий серповидный слой плазмы высокой плотности (плазменный катод) с четко выраженным минимумом напряженности. Однако перед этим слоем вследствие экранировки плазмой столба не наблюдается заметного усиления электрического поля по сравнению с полем в столбе, которое могло бы привести к стримерному пробую.

Видимо, для реализации такого механизма необходима большая разница в скоростях ионизации в объеме и у катода (за счет выбора гео-

метрии, большого давления), либо следует учитывать разогрев внутренних степеней свободы молекул у катода.

Авторы выражают благодарность за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения А. А. Веденову, А. П. Напартовичу и А. Н. Старостину.

Поступила 20 IX 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М., «Мир», 1968.
2. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. М., Атомиздат, 1975.
3. Davies A. J., Evans G. J., Townsend P., Woodison P. M. The numerical simulation of axially symmetric discharges between plane parallel electrodes.— In: 4th International Conference on Gas Discharges, 1976.
4. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Атомиздат, 1961.

УДК 621.374.2

#### УПРАВЛЯЕМЫЕ МНОГОКАНАЛЬНЫЕ РАЗРЯДНИКИ С ВОДЯНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

В. В. Балалаев, Н. К. Капишников, В. М. Муратов,  
В. Я. Ушаков

(Томск)

В большинстве известных наносекундных ускорителей (НСУ) и генераторов рентгеновского излучения в качестве коммутаторов используются управляемые газонаполненные или жидкостные разрядники [1-3]. Применение газовых разрядников считается целесообразным при напряжениях до 2-3 МВ, в то время как жидкостные разрядники могут быть использованы практически при любых напряжениях [1].

Одним из перспективных жидкостных разрядников, нашедших применение в разработанных НСУ [4, 5], является трехэлектродный разрядник, управляемый дополнительным газонаполненным коммутатором. Однако отсутствие в литературе достаточно полных данных о характеристиках и принципах конструирования подобных разрядников сдерживает их применение, а низкая стабильность срабатывания по сравнению с газонаполненными коммутаторами стимулирует дальнейший поиск оптимальных режимов, конструкций и способов запуска разрядников с жидкой изоляцией.

В данной работе использованы два типа различающихся по способу запуска управляемых разрядников, коммутирующих коаксиальную накопительную линию с волновым сопротивлением  $Z_{\text{в}} = 4,6$  Ом. Изоляция линии — вода с удельным объемным сопротивлением  $\rho = 2 \cdot 10^6$  Ом·см (фиг. 1). Двойная электрическая длина формирующей и передающей линий составляет соответственно 40 и 25 нс [6]; диаметр внутреннего цилиндра (корпус накопителя) 0,4 м. Формирующая линия заряжалась от генератора Аркадьева—Маркса до амплитуды 0,6—1,0 МВ за время  $\sim 0,75$  мкс.