

УДК 537.52

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУМЕРНОЙ ВОЛНЫ РАЗМНОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛОТНОМ ГЕЛИИ

В. А. Гундиенков, С. И. Яковленко

Проведено двумерное моделирование распространения плазмы за счет размножения электронов малой фоновой плотности. Показано, что время прохождения волны размножения между пластинами конденсатора определяется, в основном, напряженностью поля между ними. Скорость продвижения волны увеличивается по мере приближения к противоположному электроду.

В работах [1 – 5] обращено внимание на тот факт, что распространение разряда в плотном газе в ряде случаев определяется не переносом электронов или фотонов, а размножением уже имеющихся электронов малой фоновой плотности. При этом во внешнем электрическом поле, предшествующем пробое, плотность фоновых электронов резко возрастает [2, 4, 5]. Наиболее интенсивное размножение имеет место вблизи проводящей поверхности малого радиуса кривизны, где концентрируется электрическое поле. Поэтому волна размножения¹ часто распространяется в виде сравнительно узких каналов, стримеров. Такой механизм распространения разряда не зависит от направления электрического поля, что позволяет, в частности, отказаться от известной фотонной гипотезы распространения стримера [6]. Вопрос о распространении волны ионизации в плотном газе важен также для понимания механизма генерации мощных субнаносекундных пучков в газах атмосферного давления [7, 8].

В данной работе проведено двумерное рассмотрение распространения волны размножения.

В работах [1 – 5] показано, что распространение волны размножения фона можно описать простой моделью. В рамках этой модели зависимость плотности электронов N_e от радиус-вектора рассматриваемой точки пространства \mathbf{r} и времени t дается выражением:

¹Мы употребляем термин *волна размножения*, чтобы отличить этот процесс от обычно рассматриваемой *волны ионизации*, обусловленной явлениями переноса (дрейфом электронов и их теплопроводностью).

$$N_e(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} N_0 \exp[\nu_i(E(\mathbf{r}, t))t], & \text{при } N_0 \exp[\nu_i(E(\mathbf{r}, t))t] < N_{cr}, \\ N_{cr}, & \text{при } N_0 \exp[\nu_i(E(\mathbf{r}, t))t] \geq N_{cr}. \end{cases} \quad (1a)$$

Здесь N_0 – фоновая плотность плазмы; N_{cr} – критическая плотность плазмы, при которой электрическое поле полностью экранируется плазмой; $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ – напряженность электрического поля ($E = |\mathbf{E}|$), φ – потенциал электрического поля; ν_i – частота ионизации.

Проводимое ниже рассмотрение задачи о распространении волны размножения опирается на полученное ранее на основе (1) аналитическое выражение для скорости фронта волны размножения [1 – 5], направленной по градиенту модуля электрического поля:

$$u_{fr} = \nu_i \cdot \left[\left(\zeta \cdot \frac{\nabla E}{E} \right)_{E=E_{fr}} \cdot \text{Ln} \right]^{-1}, \quad \zeta \equiv \frac{d \ln \nu_i}{d \ln E}. \quad (2)$$

Здесь E_{fr} – напряженность поля на поверхности фронта; $\text{Ln} \equiv \ln(N_{cr}/N_0)$. Вообще говоря, величина Ln как и N_{cr} , является функцией E_{fr} . Однако ввиду логарифмического характера этой зависимостью пренебрегается.

Ниже рассматривается волна размножения в гелии. Для гелия в соответствии с результатами работ [9 – 11] ниже использованы следующие выражения, аппроксимирующие результаты численного моделирования:

$$\nu_i(E) = 5.4 \cdot E \exp \left(-\sqrt{\frac{14}{E/p}} - 1.5 \cdot 10^{-3} E/p \right). \quad (1b)$$

$$\zeta(E/p) = 1 + \frac{1.63}{\sqrt{E/p}} - 1.97 \cdot 10^{-3} \cdot E/p.$$

Здесь E – в $\kappa\text{В}/\text{см}$; p – давление нейтрального газа в атмосферах. Время измеряется в наносекундах, соответственно, ν_i – в обратных наносекундах. Величина ζ безразмерна. Ниже результаты приведены для атмосферного давления.

Отметим, что как установлено в работах [9 – 14] (см. также обзоры [7, 8]), зависимость $\nu_i(E/p)$ имеет максимум при некотором значении приведенной напряженности поля $E/p = (E/p)_{cr}$. Соответственно, $\zeta = 0$ при $E = E_{cr}$, а $u_{fr} \rightarrow \infty$. Для гелия $(E/p)_{cr} \approx 550 \kappa\text{В}/(\text{см} \cdot \text{атм})$. Ниже мы будем рассматривать не очень большие поля $E/p < (E/p)_{cr}$.

Ранее [1 – 5] волна размножения, определяемая уравнением (1), моделировалась в одномерной (сферически симметричной) геометрии с целью проверки выражения (2). В одномерных задачах (при сферической, цилиндрической и плоской геометрии) уравнение Лапласа $\Delta\varphi = 0$, определяющее значение напряженности электрического поля на поверхности плазмы, решается аналитически. Однако для расчета формы плазменного сгустка, образующегося при распространении ионизации, необходимо использовать двумерное или даже трехмерное уравнение

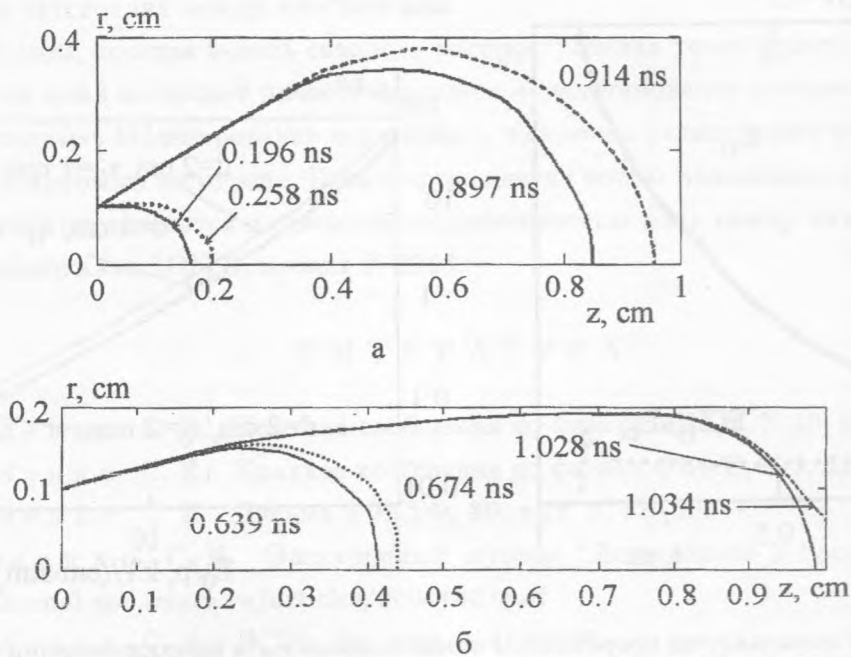


Рис. 1. Граница плазмы в различные моменты времени. Параметры расчета: а) $U_0 = 10$ кВ, $d = 1$ см, $r_0 = 0.1$ см, $R = 5$ см, $p = 1$ атм, $N_0 = 10^6$ см $^{-3}$, $N_{cr} = 10^{14}$ см $^{-3}$, $Ln = 18.4$; б) то же при $R = 0.3$ см.

Лапласа для потенциала электрического поля φ . Мы ограничились рассмотрением двумерной геометрии.

Метод расчета движения границы плазмы состоял в том, что на основе решения уравнения Лапласа и формулы (2) определялись скорости точек поверхности, экранирующей поле. Затем каждая точка поверхности сдвигалась на небольшое расстояние, по градиенту модуля электрического поля. Величина сдвига бралась равной скорости (2), умноженной на рассматриваемый временной интервал. Новая граница плазмы проводилась по сдвинутым точкам. При этом кривая сглаживалась. Кроме того, для подавления неустойчивости [15, 16] выбирались такие точки, чтобы была обеспечена выпуклость кривой. Далее снова решалось уравнение Лапласа с новой границей плазменного сгустка.

Было произведено несколько серий расчетов. Начальная граница плазменного сгустка задавалась в виде сферы радиуса r_0 . Исследовалась зависимость развития волны размножения от напряженности поля U_0 на обкладках конденсатора при различном расстоянии между ними $d = 1 - 2$ см. В большинстве расчетов радиус цилиндрической области, в которой рассматривалось распространение волны, полагался достаточно большим $R = 5$ см, чтобы не влиять на распространение плазмы.

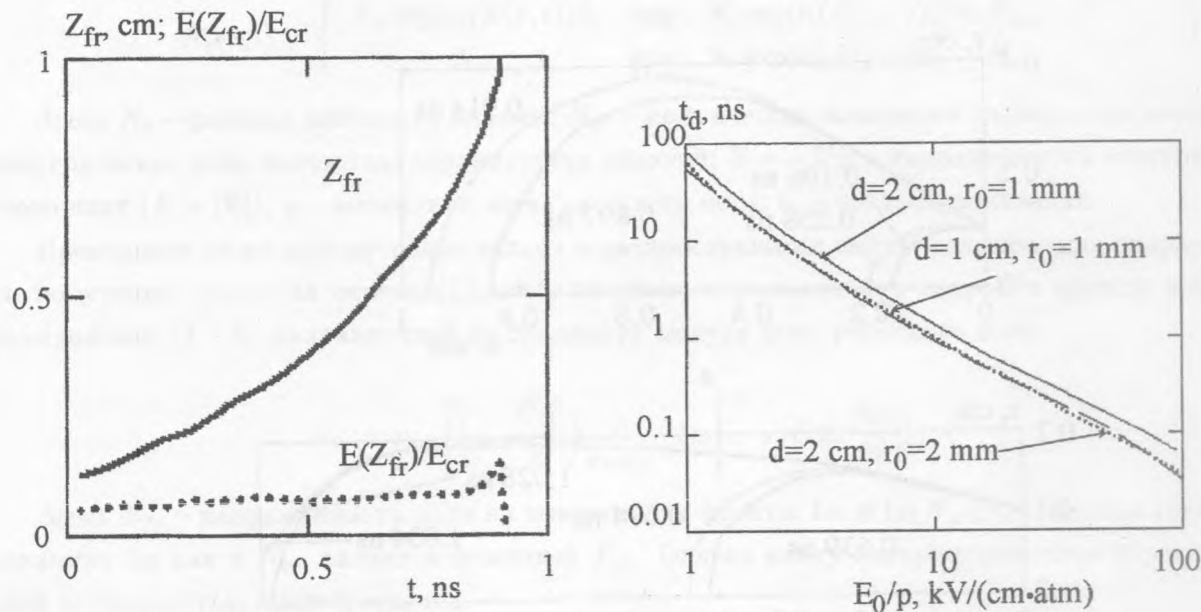


Рис. 2. Временная зависимость координаты конца плазмы z_{fr} и напряженности поля на конце плазмы $E(z_{fr})/E_{cr}$, отнесенной к критическому значению $E_{cr} = 550$ кВ/см. Параметры расчета те же, что для рис. 1а.

Рис. 3. Зависимость времени прохождения расстояния между электродами от приведенной напряженности поля $E_0/p = U_0/(pd)$ при различных расстояниях между электродами и начальном радиусе сгустка.

Как и следовало ожидать, область, занимаемая плазмой, деформируется в ходе распространения волны размножения. Сферическая поверхность приобретает форму вытянутой капли (рис. 1). Характерные размеры такой капли при заданном значении d слабо зависят от U_0 . С изменением U_0 меняются только моменты времени, при которых возникают близкие конфигурации. Разумеется, если взять радиус цилиндрической области R , сравнимый с поперечным размером плазмы, этот поперечный размер уменьшается.

Координата конца волны размножения z_{fr} растет со временем быстрее, чем линейно (рис. 2). Иначе говоря, волна размножения ускоряется по мере удаления от стартового электрода. Это ускорение нельзя связать с ростом напряженности поля на конце плазменного сгустка $E(z_{fr})$, поскольку почти во все время распространения волны величина $E(z_{fr})$ меняется слабо. Только при $z_{fr} \rightarrow d$ она испытывает скачок (см. рис. 2). Ускорение фронта связано с увеличением радиуса кривизны плазменного сгустка.

Ввиду ускорения волны размножения, время ее прохода между плоскостями не очень сильно зависит от расстояния между плоскостями.

Таким образом, простая модель скорости распространения точек фронта волны размножения электронов фона позволяет провести двумерное моделирование распространения плазмы между электродами. Моделирование показывает, что волна размножения ускоряется по мере удаления от стартового электрода. Время прохождения волны размножения между пластинами конденсатора определяется в основном напряженностью поля между ними.

Работа поддержана МНТЦ, проект N 2706.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 10, 27 (2003).
- [2] Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 22 (2004).
- [3] Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **30**, вып. 9, 12 (2004).
- [4] Яковленко С. И. Электронный журнал "Исследовано в России", **9**, 86 (2004).
<http://zhurnal.aep.relarn.ru/articles/2004/009.pdf>
- [5] Яковленко С. И. ЖТФ, **34**, вып. 9, 47 (2004).
- [6] Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. М., Атомиздат, 1975.
- [7] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **174**, N 9, 953 (2004).
- [8] Tkachev A. N., Yakovlenko S. I. Central European Journal of Physics (CEJP), **2**(4), 579 (2004). (www.cesj.com/physics.html)
- [9] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **77**, вып. 5, 264 (2003).
- [10] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **29**, вып. 16, 54 (2003).
- [11] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ЖТФ, **74**, вып. 3, 91 (2004).
- [12] Бойченко А. М., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **78**(11), 1223 (2003).
- [13] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **30**, вып. 7, 14 (2004).
- [14] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 4, 36 (2004).
- [15] Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 12, 35 (2004).
- [16] Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **31**, вып. 4, 76 (2005).