

# Распространение плазмы в неоне, обусловленное размножением электронов фона

А.Н. Ткачев, А.А. Феденев\*

Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова  
119991, г. Москва, ГСП-1, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 27.03.2008 г.

Проведено численное моделирование распространения волны разложения электронов фона (ВРЭФ) в неоне в рамках одномерной модели. Найдена скорость распространения ВРЭФ в неоне для случая сферической геометрии. Также проведено сравнение полученных результатов с расчетами, выполненными на основе расширенной диффузионно-дрейфовой модели.

*Ключевые слова:* разряд, неон, волна размножения, плазма.

## Введение

В работах [1–7] отмечено, что распространение волны ионизации в газе атмосферного давления может происходить за счет размножения в неоднородном поле всегда имеющихся в газе (например, за счет естественного радиационного фона) фоновых электронов малой плотности. Предложенный в [1–7] простой механизм позволяет объяснить распространение стримера как к катоду, так и к аноду разрядного промежутка без привлечения известной фотонной гипотезы [7–9], связывающей продвижение стримера с переносом фотонов и последующей ионизацией возбужденных состояний атомов газа.

Чтобы отличить ионизацию газа, связанную с размножением электронов фона, от обычно рассматриваемых волн ионизации, обусловленных явлениями переноса частиц, в частности дрейфом и теплопроводностью электронов, авторы [1–7] предложили название «волна размножения электронов фона» (ВРЭФ). В последующих работах [10–15] было проведено двумерное моделирование ВРЭФ, исследована ее устойчивость и рассмотрены возможности применения ВРЭФ в различных приложениях.

Оценки скорости движения ВРЭФ были получены в [1–7] для ряда электроположительных и электроотрицательных газов, а именно для Ne, Xe, N<sub>2</sub> и SF<sub>6</sub>. В настоящей статье на базе недавно полученных характеристик процесса размножения электронов [16] проведены аналогичные [1–7] расчеты скорости движения ВРЭФ в неоне.

## 1. Расчет скорости ВРЭФ по аналитической модели

Согласно теории [1] ВРЭФ возникает вблизи проводящих неоднородностей малого радиуса кривизны, у которых концентрируется электрическое поле.

\* Алексей Николаевич Ткачев; Александр Андреевич Феденев (aaf@kapella.gpi.ru).

Фронт волны при этом перемещается против градиента модуля напряженности электрического поля, а скорость движения фронта  $u_{fr}$  пропорциональна давлению газа и выражается через универсальные для данного газа функции от  $E_{fr}/p$ :

$$u_{fr} = v_i r_0 / [\text{Ln} \zeta(E_{fr}/p)],$$

$$\zeta(E_{fr}/p) = \left( \frac{d \ln(u_{de}(E/p) \xi(E/p))}{d \ln(E/p)} \right)_{E/p=E_{fr}/p},$$

где  $v_i = \alpha_i u_{d,e}$  – частота ионизации;  $\text{Ln} \equiv \ln(N_{cr}/N_0)$ ,  $N_0$  – фоновая плотность плазмы;  $u_{d,e}(E/p)$  – дрейфовая скорость электронов;  $r_0$  – радиус кривизны головки стримера.

Из данных [16] для ионизационно-дрейфовых характеристик и коэффициента Таунсенда мы имеем

$$\xi(E_0/p) = 43(\text{см} \cdot \text{торр})^{-1} \times$$

$$\times \exp \left[ -25,5 \left( \frac{p}{E_0} \right)^{0,5} - 7 \cdot 10^{-4} \frac{E_0}{p} \right];$$

$$u_{d,e}(E_0/p) = 7,5 \cdot 10^5 \frac{E_0}{p} \text{ см/с.}$$

Отсюда для скорости фронта ВРЭФ следуют выражения:

$$u_{fr} = v_i r_0 / \zeta(E_0/p),$$

$$\zeta(E_0/p) = 2 \text{Ln} \left[ 1 + 8,05 \left( \frac{p}{E_0} \right)^{0,5} - 7 \cdot 10^{-4} \frac{E_0}{p} \right].$$

Зависимости скорости фронта волны размножения от  $E_0/p$  для Ne в сравнении с ранее полученными в [1–7] зависимостями для Ne и Xe приведены на рис. 1.

Как и следовало ожидать, кривая для неона занимает промежуточное положение между кривыми для гелия и ксенона. Это связано с положением

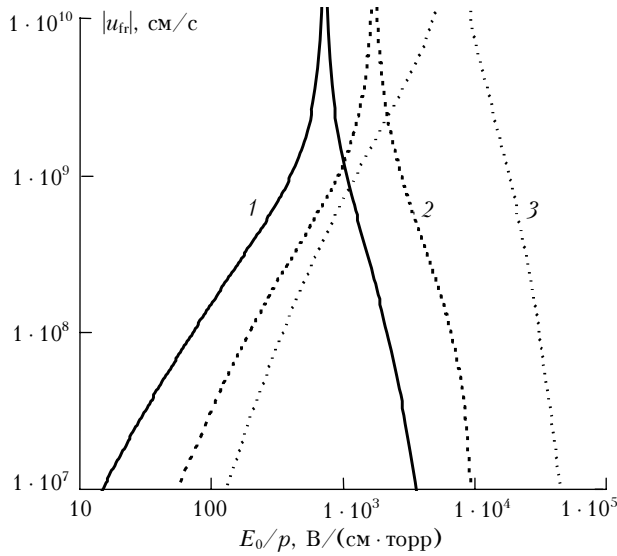


Рис. 1. Зависимость модуля скорости фронта ионизации  $|u_{fr}|$  от приведенной напряженности поля  $E_0/p$ : 1 – гелий, 2 – неон, 3 – ксенон. Условия:  $N_{cr} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_0 = 4,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $r_0 = 0,1 \text{ см}$ ,  $p = 100 \text{ торр}$

максимумов частот ионизации для этих газов, которое, в свою очередь, зависит от максимума сечения ионизации. Приведенные напряженности поля, при которых частоты ионизации для He, Ne и Xe максимальны, равны соответственно 720, 1700 В/(см·торр) и 7 кВ/(см·торр). Как отмечалось в [1], наличие особенности в зависимости  $u_{fr}$  от  $E_0/p$  (точки, в которой скорость фронта бесконечна) связано с наличием максимума в зависимости частоты ионизации от поля. Поля  $(E_0/p)_{cr}$ , при которых скорость фронта обращается в бесконечность, составляют для гелия 720 В/(см·торр), ксенона – 7 кВ/(см·торр), неона – 1700 В/(см·торр).

## 2. Диффузионно-дрейфовая модель

Для оценки надежности результатов аналитической модели были проведены численные расчеты движения волны ионизации в неоне в рамках одномерной диффузионно-дрейфовой модели, аналогичной модели [17]. В этой модели образование плазмы и экранировка ее внешнего поля описываются с помощью уравнений переноса импульса, уравнений непрерывности для электронов и ионов и уравнением Пуассона.

Модель описывала развитие ионизации в пространстве  $r_0 < r < r_{max}$  между двумя сферическими электродами с общим центром, где  $r_0$ ,  $r_{max}$  – радиусы внутреннего и внешнего электродов. В соответствии с условиями аналитической модели [1] задавались однородный начальный фон и область повышенной начальной ионизации в виде гауссова распределения.

Зависимости от напряженности поля величин, входящих в уравнения диффузионно-дрейфовой модели (частоты ионизации, дрейфовых скоростей и коэффициентов диффузии), задавались на основе

полученных в работе [16] аппроксимаций для характеристик размножения электронов в неоне.

Для скоростей дрейфа электронов  $u_{de}$  и ионов  $u_{di}$  использовались следующие аппроксимации:

$$u_{de}(E) = \begin{cases} 2,6 \cdot 10^{14} \sqrt{E/N} \text{ см/с}, & \text{если } E/N \leq 4,01 \cdot 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2, \\ 8,5 \cdot 10^{20} (E/N)^{0,9} \text{ см/с}, & \text{если } 4,01 \cdot 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2 < E/N \leq 7,61 \cdot 10^{-14} \text{ В} \cdot \text{см}^2, \\ \frac{\exp\left(-\frac{10^{-10}}{3(E/N)^{0,81}}\right)}{\left(\frac{10^{-10}}{3} + 3,65 \cdot 10^{-17} (E/N)^{0,5}\right)} \text{ см/с}, & \text{если } E/N > 7,61 \cdot 10^{-14} \text{ В} \cdot \text{см}^2, \end{cases}$$

где  $N$  – плотность атомов газа;

$$u_{di}(E) = \mu_i(E) E_f \text{ см/с};$$

$$\mu_i(E) = 389 \exp\left(-\frac{E/N}{1,948 \cdot 10^{17}}\right) + 2136 \exp\left(-\frac{E/N}{2,105 \cdot 10^{18}}\right) + 1242 \exp\left(-\frac{(E/N)^{0,9}}{8,306 \cdot 10^{17}}\right)$$

$\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  – подвижность ионов;  $E_f$  – напряженность вблизи фронта канала.

Коэффициент диффузии ионов  $D_i$  задавался в виде

$$D_i = \mu_i(E) T_g.$$

Здесь  $T_g$  – температура газа, полагалась равной 0,03 эВ; коэффициент диффузии электронов  $D_e$  был принят постоянным и равным  $1,5 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{с}$ .

Для частоты ионизации  $\nu_i$  использовалось выражение

$$\nu_i(E) = u_{de}(E) N \times \exp\left(-4,532 \cdot 10^{-16} \left(\frac{N}{E}\right)^{0,5} - 2,487 \cdot 10^{13} \frac{E}{N}\right) \text{ с}^{-1}.$$

Граничные условия для системы уравнений на внутреннем и внешнем электродах задавались как

$$\left. \frac{\partial N_i}{\partial r} \right|_{r=r_0} = 0, \quad j_e|_{r=r_0} = -\xi j_i|_{r=r_0}, \quad \phi|_{r=r_0} = -U_0;$$

$$j_e|_{r=r_{max}} = j_i|_{r=r_{max}} = 0, \quad \phi|_{r=r_{max}} = 0.$$

Здесь  $\xi = 0,05$  определяет выход вторичных электронов.

Начальные условия для поля были выбраны следующим образом:

$$E(r,t)|_{t=0} = E_0(r) = -U_0 \frac{r_0 r_{\max}}{r_{\max} - r_0} \frac{1}{r};$$

$$\varphi(r,t)|_{t=0} = \varphi_0(r) = -U_0 \left[ \left( \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right) / \left( \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_{\max}} \right) \right].$$

В рамках приведенной выше диффузионно-дрейфовой модели были проведены расчеты скорости распространения плазменного образования, распределения поля, а также концентраций частиц в промежутке в зависимости от времени. Радиус кривизны катода  $r_0$  выбирался много меньше  $r_1$  – радиуса кривизны анода  $r_0 \ll r_1$ .

В расчетах радиус кривизны катода принимался равным  $r_0 = 0,6$  см, радиус кривизны анода –  $r_1 = 30$  см, напряженность поля –  $E \sim 10^5$  В/см. Фоновая плотность электронов в межэлектродном промежутке задавалась малой, вблизи катода моделировался ступок с плотностью электронов  $\sim 10^{16}$  см $^{-3}$ , что примерно соответствует плотности электронов  $N_e$  за фронтом волны размножения фона, следующей из оценки  $E = 2\pi e r_D N_e$  (здесь  $r_D = (T_e / 4\pi e^2 N_e)^{1/2}$  – дебаевский радиус;  $T_e \sim 1$  эВ – температура электронов).

По полученным в результате расчетов распределениям плотностей электронов и ионов в разные моменты времени (рис. 2) вычислялись зависимость координаты фронта волны от времени (рис. 3) и скорость движения фронта.

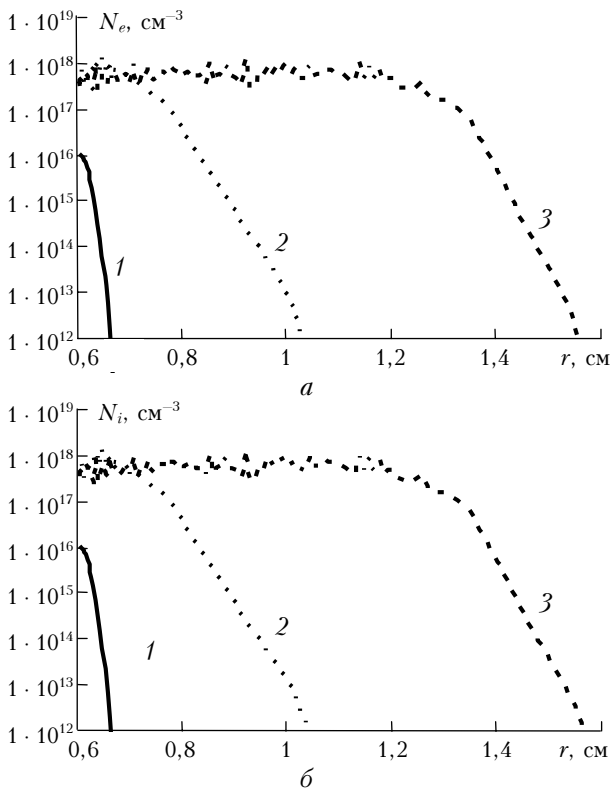


Рис. 2. Распределение плотности: *a* – электронов  $N_e$ ; *б* – ионов  $N_i$  по радиусу  $r$  для движения анодонаправленной волны размножения при малом радиусе катода.  $t_1 = 0$ ,  $t_2 = 0,07$ ,  $t_3 = 0,166$  нс,  $p = 200$  торр,  $N_{cr} = 10^{16}$  см $^{-3}$ ,  $E_0 \sim 10^5$  В/(см · торр)

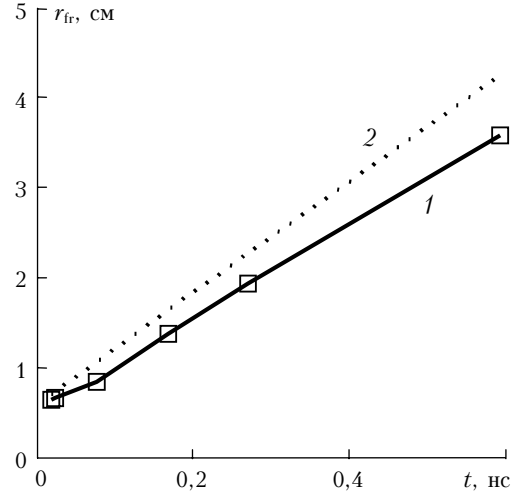


Рис. 3. Зависимость изменения радиуса фронта  $r_{fr}$  от времени  $t$ : 1 – расчеты на основе полной диффузионно-дрейфовой модели; 2 – аппроксимация для модели размножения фона ( $r_{fr} = u_{fr}t + \text{const}$ , где  $u_{fr} = 6,22 \cdot 10^9$  см/с,  $\text{const} = 0,6$  см/с;  $p = 200$  торр;  $N_{cr} = 10^{16}$  см $^{-3}$ )

Для расчетов по диффузионно-дрейфовой модели при приведенных на рис. 2 параметрах средняя скорость фронта составила  $5,1 \cdot 10^9$ , что хорошо согласуется со следующим из аналитической теории значением  $6,2 \cdot 10^9$  см/с.

Как видно из рис. 2, 3, хорошо согласуются не только средние скорости, но и зависимости от времени координат фронта волны – различие координат, даваемых двумя моделями, не превышает 20%.

Напомним, что точность теории [1] является логарифмической (в выражения для характерных величин входит логарифм критической плотности электронов), поэтому добиваться лучшего совпадения, например улучшая качество аппроксимаций для величин диффузионно-дрейфовой модели, не имеет смысла.

## Заключение

Путем численного моделирования на основе модели размножения электронов фона показано, что скорость ВРЭФ в неоне составляет  $\sim 10^9$  см/с для приложенного электрического поля  $E/p \sim \sim 10^5$  В/(см · торр). Результаты численного моделирования в диффузионно-дрейфовой приближении хорошо согласуются со скоростями ВРЭФ, рассчитанными на основе аналитической модели. Расхождение результатов, полученных с помощью двух разных моделей, не превышает 20%.

1. Яковленко С.И. Механизм распространения стримеров к аноду и к катоду // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. 2003. № 10. С. 27–36.
2. Яковленко С.И. Скорость распространения стримеров к аноду и к катоду в He, Xe, N $_2$  и SF $_6$  // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 9. С. 12–20.
3. Яковленко С.И. О величине электронного фона в условиях, предшествующих стримерному пробое // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. 2004. № 2. С. 22–28.

4. Яковленко С.И. Механизм распространения стримеров к аноду и к катоду, обусловленный размножением электронов фона // Ж. техн. физ. 2004. Т. 74. Вып. 9. С. 47–54.
5. Яковленко С.И. О неустойчивости фронта волны размножения фона // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. 2004. № 12. С. 35–41.
6. Яковленко С.И. Неустойчивость фронта волны размножения электронов фона // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 14. С. 76–82.
7. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 390 с.
8. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.; Л.: ГИТТЛ, 1950. 672 с.
9. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
10. Яковленко С.И. О разрядах на основе волны размножения электронов фона // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. 2006. № 2. С. 10–16.
11. Yakovlenko S.I. Escaping Electrons and Discharges Based on the Background-Electron Multiplication Wave for the Pumping of Lasers and Lamps // Laser Phys. 2006. V. 16. N 3. P. 403–426.
12. Гундиенков В.А., Яковленко С.И. Моделирование двумерной волны размножения электронов // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. 2006. № 2. С. 17–21.
13. Гундиенков В.А., Яковленко С.И. Моделирование времени прохождения разрядного промежутка волной размножения электронов фона // Ж. техн. физ. 2006. Т. 76. Вып. 9. С. 130–132.
14. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // Успехи физ. наук. 2004. Т. 174. № 9. С. 49.
15. Бойченко А.М., Яковленко С.И. О возможности накачки Хе<sub>2</sub>-лазеров и ламп ВУФ-диапазона в послесвечении волны размножения электронов фона // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 12. С. 1176–1180.
16. Ткачев А.Н., Феденев А.А., Яковленко С.И. // Ж. техн. физ. 2005. Т. 75. Вып. 4. С. 60–66.
17. Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Laser Phys. 2003. V. 13. N 9. P. 1–12.
18. Sytsko Yu.I., Yakovlenko S.I. // Laser Phys. 1996. V. 6. N 5. P. 989.

*A.N. Tkachev, A.A. Fedenev. Propagation of plasma in neon due to multiplication of background electrons.*

Computational simulation of propagation of the multiplication wave of background electrons in neon in case of 1D model is considered. In the case of spherical geometry, the velocity of the multiplication wave of background electrons is found. The comparison of results with extended diffusion-drift model is also done.