

## СВЧ РАЗРЯД ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В НАДПРОБНОЙНОМ ПОЛЕ. ВЕТВЛЕНИЕ СТРИМЕРА

П.В.Веденин, Н.Е.Розанов

Московский радиотехнический институт РАН  
113519 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 ноября 1998 г.

В рамках плоской двумерной модели численно получен новый эффект – разделение головок (ветвление) СВЧ стримера, зарождающегося в надпороговом электрическом поле из предварительно созданного плотного плазменного облака. Найдены причины этого явления и факторы, его подавляющие. Получено выражение для радиуса облака, при превышении которого ветвление имеет место.

PACS: 52.80.Pt

До сих пор в центре внимания при теоретическом изучении СВЧ стримера, зародившегося в надпорожном поле в окрестности дискретного центра ионизации с предельно малыми размерами, например, одного электрона, находились лишь основные характеристики: концентрация плазмы в канале; амплитуда поля в канале и на головках; скорости удлинения и расширения; ширина фронта волны ионизации, распространяющейся вдоль электрического поля [1–3]. В результате сложились определенные представления о форме стримера и динамике этих характеристик как в условиях образующейся перед головками фотоплазмы [3], так и без нее [1,2]; начато исследование электродинамического этапа процесса [2]; построена полуаналитическая модель, описывающая электростатическую стадию эволюции стримера с привлечением системы плазмохимических реакций [4]. Как же изменится картина, если в качестве затравки использовать созданное внешним источником плотное плазменное облако с профилем концентрации, сильно отличающимся от того, который формируется к началу лавинно-стримерного перехода в случае с дискретным центром ионизации? Ответить на этот вопрос мы и попытались в представляемой работе.

**Постановка задачи.** В пучности плоской стоячей электромагнитной волны с компонентами  $B_z, E_y$  расположено плазменное облако (плазмоид) радиуса  $r_0$ , бесконечно вытянутое однородное вдоль оси  $Z$ . Изначальные размеры плазмоида удовлетворяют условию  $kr_0 \ll 1$ , где  $k = \omega/c$ , а  $\omega$  – частота СВЧ излучения. Величина амплитуды электрического поля в пучности  $E_V$  превышает пробойное значение.

Численные расчеты проводились в рамках системы уравнений для медленно изменяющихся во времени ( $\partial_t \ll \omega$ ) комплексных амплитуд и модельного уравнения электронного баланса:

$$\left(\partial_x \frac{1}{\epsilon} \partial_x + \partial_y \frac{1}{\epsilon} \partial_y + 1\right) B_z = 0, \quad E_x = \frac{i}{\epsilon} \partial_y B_z, \quad E_y = -\frac{i}{\epsilon} \partial_x B_z, \quad (1)$$

$$[\partial_t - |E|^\beta - D(\partial_{xx}^2 + \partial_{yy}^2)]n = 0,$$

где

$$\partial_\xi = \partial/\partial \xi; \nu_i v t, kx, ky, B_z/E_V, E_{x,y}/E_V, n/n_{cr} \rightarrow t, x, y, B_z, E_{x,y}, n;$$

$$\epsilon = 1 - n(1 - i\nu); \quad \nu = \nu_e/\omega \gg 1; \quad n_{cr} = m(\omega^2 + \nu_e^2)/4\pi e^2; \quad D = D_a k^2/\nu_{iV};$$

$\nu_{iV} (\propto E_V^\beta)$  – частота ионизации в поле  $E_V$ ,  $\nu_e$  – частота транспортных столкновений электронов,  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии. Граничными условиями являются условия излучения Зоммерфельда. Подчеркнем, что в уравнении электронного баланса оставлены только члены, в первую очередь ответственные за эффект ветвления. Подробное описание численного алгоритма решения (1) приведено в [2].

Забегая вперед, скажем, что эффект ветвления стримера сильно зависит от распределения концентрации плазмы в затравочном плазменном облаке. Поэтому, не рискуя перегрузить это сообщение, мы ограничились изложением результатов исследования простейшего случая, выбрав в качестве начального профиль вида

$$n_0(x, y) = n_{c0} \begin{cases} 1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^{2q}, & r \leq r_0 \\ 0, & r \geq r_0, \end{cases} \quad (2)$$

где  $r^2 = x^2 + y^2$ ,  $q \geq 1$ . Везде в работе индекс  $s$  указывает на то, что соответствующий параметр относится к точке  $(0,0)$ . Увеличивая параметр  $q$ , можно перейти от пологого профиля концентрации к практически однородному случаю.

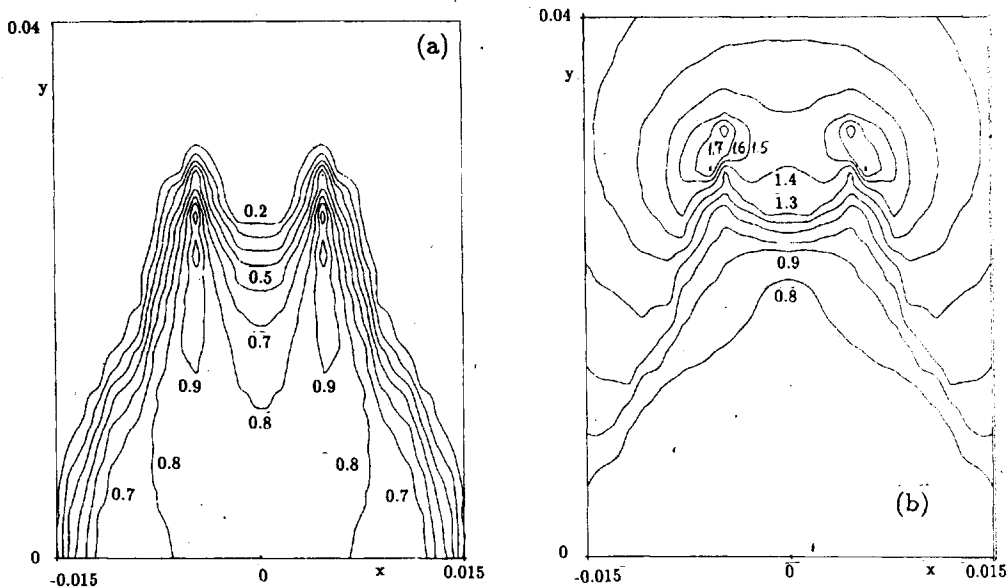
**Результаты численного моделирования.** При фиксированных значениях параметров  $D, n_{c0}, q, \beta$  в зависимости от величины начального радиуса  $r_0$  в процессе эволюции стример может принимать различные формы. Если  $r_0 < R_{tr}(1 - \delta_-)$  ( $\delta_- \ll 1$ , о радиусе  $R_{tr}$  см. ниже), он распространяется вдоль оси  $Y$  как единое целое, напоминая в сечении  $XY$  эллипс. При выполнении условия  $r_0 > R_{tr}(1 + \delta_+)$  ( $\delta_+ \ll 1$ ) каждая из головок (в дальнейшем будем говорить только об одной из двух симметрично расположенных относительно оси  $X$  головок) стримера разделяется на две (или более) части, расположенные симметрично относительно оси  $Y$ . Этот результат демонстрирует рисунок, на котором изображены (вследствие симметрии задачи показана только половина стримера) изолинии электронной концентрации  $n(x, y, t_1)/n_m = \text{const}$  ( $n_m = \max n(x, y, t_1)$ ) в момент времени  $t_1 = 4.9$  в случае  $r_0 = 1.5 \cdot 10^{-2}$ ,  $n_{c0} = 2 \cdot 10^{-2}$ ,  $q = 4$ ,  $D \cdot E_V^\beta = 2 \cdot 10^{-6}$ ,  $\beta = 5$ . В узкой переходной области  $\delta_- + \delta_+$  ветви с уменьшением  $r_0$  сближаются и, слившись при  $r_0 = R_{tr}$ , образуют единую головку в виде луковичи.

Общие характерные (при любом  $r_0$ ) черты начальной стадии эволюции стримера, пока  $L = l_y/l_x \leq 1.5$  ( $l_y, l_x$  – длина и ширина, измеренные по уровню  $0.1n_m$ ), таковы. За время  $t_r$  электрическое поле в центре  $E_c = (1 + ih)^{-1}$  ( $h = \sigma_c/(L + 1)$ ,  $L = l_y/l_x$ ,  $\sigma_c \cong \nu n_c$ ) выходит на квазистационарное значение, а начальный профиль концентрации плазмы претерпевает заметные изменения, выполаживаясь либо укучаясь в зависимости от величины параметра  $q$ . В результате формируются продольный и поперечный фронты, скорости которых описываются следующими выражениями:

$$u_y = 2s_y \sqrt{D|E_m|^\beta}, \quad u_x = 2s_x \sqrt{D|E_c|^\beta}, \quad (3)$$

где  $s_y = 1.5$ ,  $s_x \cong 1$ ,  $|E_m|$  – максимальная амплитуда поля на головке. На этом этапе динамика основных характеристик  $\sigma_c$ ,  $|E_c|$ ,  $|E_m|$ , а вместе с ними и скоростей  $u_y$ ,  $u_x$ , определяется в основном параметром  $h$  и слабо зависит от величины  $r_0$ .

К концу начальной стадии становятся явными различия в формах стримеров с большими и малыми значениями начального радиуса. Максимумы концентрации покидают точку  $(0,0)$  и переходят в области головок, располагаясь либо на оси  $Y$  (при



Линии уровня концентрации электронов плазмы, нормированной на максимальное значение, (а) и модуля нормированного электрического поля (b) в расчете с  $\tau_0 = 1.5 \cdot 10^{-2}$ ,  $n_{c0} = 2 \cdot 10^{-2}$ ,  $q = 4$ ,  $D \cdot E_V^\beta = 2 \cdot 10^{-6}$ ,  $\beta = 5$  в момент времени  $t = 4.9$

этом профиль концентрации  $n(0, y, t)$  имеет гантелеобразную форму), либо где-то рядом с этой осью ( $n_m(-x, y) = n_m(x, y)$ ). Отметим, что продольный эффект (перемещение максимумов плотности вдоль оси  $Y$ ) наблюдался (см.[1,2]) при численном моделировании СВЧ стримера, развивающегося из дискретного центра ионизации. О поперечном же разделении стримерной головки, насколько известно авторам, не сообщалось нигде.

Появление поперечных зон повышенной концентрации сопровождается переходом в них максимумов амплитуды поля. Это демонстрирует рисунок b, на котором изображены изолинии  $|E(x, y)| = \text{const}$ .

Итак, в головной части стримера в условиях достаточно крутого фронта формируются боковые ветви, обгоняющие центральную часть. Эти ветви-стримеры распространяются параллельно внешнему электрическому полю, их длина и амплитуда поля на их головках постепенно нарастают. В данной работе мы ограничились рассмотрением лишь достаточно короткого этапа развития описываемого типа СВЧ разряда ( $l_y < 3r_0$ ), но, по-видимому, этот сценарий может сохраниться и в дальнейшем.

**Механизм ветвления. Оценка переходного радиуса  $R_{tr}$ .** Поскольку амплитуда поля внутри плазмоида с размытыми границами возрастает при переходе от центра к периферии, а концентрация электронов, наоборот, спадает, с самого начала эволюции инициированного разряда в надпробойном поле появляются зоны ускоренной ионизации газа. Именно там и создаются условия для зарождения очагов повышенной концентрации плазмы. Эти очаги составляют малую часть полного объема плазменного образования, поэтому амплитуда поля в них, являясь интегральной характеристикой плотности заряда, слабо реагирует на локальные изменения кон-

центрации. Следовательно, пока не успевают заметно вырасти размеры стримера  $l_y(t) \cong r_0 + u_y t$ ,  $l_z(t) \cong r_0 + u_x t$ , то есть пока справедливо неравенство

$$r_0 \gg u_y t_{br} \quad (u_y t_{br} \cong 2s_y t_{br} \sqrt{D|E_m|^\beta} \gg \sqrt{D}), \quad (4)$$

где  $u_y > u_x$ ,  $t_{br} \gg 1$  – время начала ветвления, нарастание плазмы продолжается.

Процессу образования зон повышенной концентрации плазмы препятствует ряд факторов, главными из которых являются диффузия, сглаживающая возмущение плотности, а также увеличение скоростей  $u_y$  и  $u_x$  (в основном, конечно,  $u_y$ ). Для выявления роли диффузии в механизме ветвления при одном и том же малом значении  $r_0 \ll R_{tr}$  сравнивались результаты расчетов с диффузией и без нее. Как оказалось, в случае  $D = 0$  (в отличие от  $D \neq 0$ ) через короткий промежуток времени возникают боковые максимумы концентрации.

При появлении на профиле  $n(x, y)$  холмика концентрации  $\delta n > 0$ , локализованного в окрестности некоторой точки, скорость образования плазмы в этой точке изменится на величину порядка  $\delta n(\psi - D/\Delta^2)$ , где  $\psi$  – отклик этой скорости на возмущение  $\delta n$ , сильно зависящий от амплитуды поля, а  $\Delta$  – характерный размер возмущения,  $\Delta \ll r_0$ . При получении грубой оценки для  $R_{tr}$  нам не столь важна величина функции отклика, как то, что эта функция вместе с амплитудой поля зависит в основном от отношения длины стримера к его ширине и слабо реагирует на изменение  $r_0$ . Поэтому знак выражения в скобках определяется величиной диффузионного члена, то есть в конечном счете величиной начального радиуса  $r_0$ . При выполнении условий  $\psi > 0$  и  $r_0 \gg \sqrt{D}$  этот знак положителен и возмущение нарастает.

Итогом вышеизложенного является следующее выражение для радиуса  $R_{tr}$ , при котором происходит переход от одной стримерной формы к другой:

$$R_{tr} = f(n_{c0}, q, \beta) \sqrt{D}, \quad (5)$$

где  $f \gg 1$  – формфактор, устанавливаемый на основании численных расчетов.

Из (5) следует, что переходный радиус сильно зависит от амплитуды внешнего поля (обратно пропорционально  $E_V^{\beta/2}$ ) и растет с увеличением коэффициента амбиполярной диффузии (пропорционально  $\sqrt{D_a}$ ). Моделирование дало следующие результаты.

1. Значениям  $q = 10; 5; 2.5; 1$  соответствуют  $f(\beta = 5, n_{c0} = 2 \cdot 10^{-2}) \cong 22; 24; 28; 40$ . Подчеркнем, что (5) относится только к профилю вида (2), но даже в этом простейшем случае зависимость  $f(q)$  при  $q \leq 5$  достаточно сильная.

2. При вариации параметра  $\beta$  от 2 до 6 величина формфактора изменяется в диапазоне  $f(q = 10, n_{c0} = 2 \cdot 10^{-2}) \cong 18 \div 26$ .

3. Формфактор практически не зависит от величины начальной концентрации при  $1 < \sigma_{c0} < 4$  ( $\sigma_c \cong \nu n_c$ ). Вне этого диапазона вопрос о связи величины переходного радиуса с величиной  $n_0$  сливается с вопросом о влиянии формы затравочного плазменного облака на ветвление.

Представляемая работа является первой попыткой приблизиться к пониманию причин ветвления высокочастотного стримера, и мы пока не готовы сопоставлять полученные результаты с экспериментальными данными [5–8]. В последующих работах, где предполагается: а) выяснить влияние формы затравочного плазменного облака и, в частности, уровня концентрации фоновой плазмы; б) исследовать динамику ветвей вплоть до полной остановки стримера на электродинамической стадии;

в) рассмотреть эффект ветвления в подпороговом поле с модельным инициатором, такое сопоставление, вероятно, уже можно будет провести. Пока же отметим лишь, что для формы затравочного плазменного облака (2) с ростом параметра  $r_0 \sqrt{v_{iV}/D_a}$  вероятность ветвления увеличивается.

- 
1. В.Б.Гильденбург, И.С.Гущин, С.А.Двинин и др., ЖЭТФ **94**, 1151 (1990).
  2. П.В.Веденин, Н.Е.Розанов, ЖЭТФ **105**, 868 (1994).
  3. Г.В.Найдис, ЖЭТФ **109**, 1288 (1996).
  4. П.В.Веденин, Н.А.Попов, ЖЭТФ **108**, 531 (1995).
  5. Л.П.Грачев, И.И.Есаков, Г.И.Мишин и др., ЖТФ **59**, 10, 149 (1989).
  6. А.Л.Вихарев, А.М.Горбачев, А.В.Ким и др., Физика плазмы **18**, 1064 (1992).
  7. Л.П.Грачев, И.И.Есаков, Г.И.Мишин и др., ЖТФ **64**, 2, 26 (1994).
  8. V.G.Brovkin and Yu.F.Kolesnichenko, J. Moscow Phys. Soc. **5**, 23 (1995).