

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.52

О МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ НИТЕВИДНОЙ СТРУКТУРЫ СВЧ РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

С. А. Двинин

(кафедра электроники)

Экспериментальные исследования СВЧ пробоя газа высокого давления показали, что стационарный разряд имеет вид нитей, вытянутых вдоль направления электрического поля [1, 2]. При этом формирование разряда внешне напоминает распространение стримера при пробое разрядных промежутков постоянным напряжением. В последнем случае этот процесс обусловлен направленным дрейфом электронов в постоянном поле, хотя существенную роль могут играть фотоионизация нейтрального газа и искажение однородности постоянного поля плазмой [3]. В СВЧ поле вследствие осцилляторного движения электронов направленный дрейф отсутствует* и разряд на начальной стадии должен принимать сферическую форму. Поэтому в настоящее время в ряде работ [4, 5] нитевидную форму разряда пытаются объяснить развитием ионизационно-перегревной неустойчивости. В данной работе будет показано, что при высоких давлениях газа подобная структура может возникать естественным образом в результате пробоя за счет чисто электростатических эффектов, связанных с внесением проводника в электромагнитное поле.

Рассмотрим формирование разряда в однородном СВЧ поле, иницированного электроном, появившимся в момент $t=0$ в точке $r=0$. Пробой газа описывается уравнением

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} D \frac{\partial n_e}{\partial r} + (v_i(E) - v_a) n_e \quad (1)$$

с начальным условием $n_e|_{t=0} = \delta(r)$. Здесь n_e — плотность электронов, v_i — частота ионизации, v_a — частота прилипания. Напряженность поля накачки обозначим \mathcal{E}_0 , радиус плазмы R . Будем считать, что частота ионизации связана с напряженностью СВЧ поля соотношением $v_i(E) = v_{i0}(E/E_0)^{2\beta}$, где v_{i0} — частота ионизации, соответствующая полю E_0 , а $2\beta \sim 5-6$. Удобно выбрать E_0 равным пороговому полю пробоя, для которого выполнено условие $v_i(E_0) = v_a$, откуда следует $v_i(E) = v_a(E/E_0)^{2\beta}$. При $R < r_{De}$ будем считать $D = D_e$, а при $R > r_{De}$ $D = D_a$; D_e , D_a — коэффициенты диффузии электронов и амбиполярной диффузии, r_{De} — дебаевский радиус электронов.

* Мы не будем рассматривать разряд в сверхсильных полях, где колебательная энергия электронов выше потенциала ионизации [6]. Ускорением электронов в поле плазменного резонанса при высоких давлениях ($v/\omega > 1$) можно пренебречь.

До тех пор, пока плотность электронов мала и плазма не искажает однородного распределения СВЧ поля в пространстве, $\mathbf{E} = \mathcal{E}_0$, решение уравнения (1) имеет вид [7]

$$n_e = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt} + (v_i(\mathcal{E}_0) - v_a)t\right). \quad (2)$$

Таким образом, на этой стадии разряд представляет собой сферически-симметричный плазмод радиусом $R \approx 2(Dt)^{1/2}$ (определяемым по спаду плотности электронов в e раз).

Для того чтобы учесть искажение СВЧ поля плазмой, естественно возникающее при $|\epsilon - 1| \geq 1$ (что эквивалентно $n_e \geq n_c(1 + v^2/\omega^2)^{1/2}$), будем считать, что разряд представляет собой однородный в пространстве плазмод переменного радиуса $R(t)$ и плотности электронов $n_e(t)$. Здесь $\epsilon = 1 - n_e/[n_c(1 + iv/\omega)]$ — диэлектрическая проницаемость плазмы, $n_c = m\omega^2/(4\pi e^2)$ — критическая концентрация, v — эффективная частота столкновений электронов (считаем, что она не зависит от напряженности СВЧ поля), e , m — заряд и масса электрона, ω — частота СВЧ поля. Допускаемая при таком описании разряда погрешность несущественна для качественного описания процесса.

Предположим*, что размер сформировавшегося плазмоида существенно меньше характерной неоднородности СВЧ поля: $R(t) \ll \lambda$, что позволит для расчета напряженности поля использовать квазистатическое приближение. В этом случае поле в плазмоеде будет однородным и параллельным полю накачки [8], причем комплексная амплитуда СВЧ поля E^{int} дается формулой

$$E^{int} = \vec{\mathcal{E}}_0 \frac{3}{\epsilon + 2}. \quad (3)$$

Поскольку плотность электронов в центральной части плазмоида будет расти до тех пор, пока ионизация превышает потери (2), $v_i(E^{int}) > v_a$, то максимальная плотность, которая может быть достигнута,

$$n_{e \max} = 3n_c \{1 + [1 + (1 + v^2/\omega^2)(\vec{\mathcal{E}}_0^2/E_0^2 - 1)]^{1/2}\}^{-1}$$

для интенсивных полей накачки ($\mathcal{E}_0/E_0 \gg 1$) значительно превышает критическую.

Покажем теперь, что как только будет выполнено условие $n_e > n_c(1 + v^2/\omega^2)^{1/2}$, плазмод будет изменять свою форму, вытягиваясь вдоль силовых линий напряженности поля накачки \mathcal{E}_0 . Для этого сравним скорость перемещения границы разряда вдоль поля $v_z(\theta=0)$ и скорость увеличения радиуса разряда v_r в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) (рисунок), используя аналогию между задачами о распространении фронта ионизации и волны медленного горения [9]. Согласно [10], скорость перемещения границы разряда может быть оценена по формуле

* Это условие существенно ограничивает снизу область давлений, при которых описываемый ниже механизм приводит к формированию нитевидной структуры: радиус разряда в момент достижения критической плотности ($t_0 \sim 30v_i^{-1}$) должен быть значительно меньше длины СВЧ волны λ :

$$2(Dt_0)^{1/2} = 10(D/v_i)^{1/2} \ll \lambda/2\pi.$$

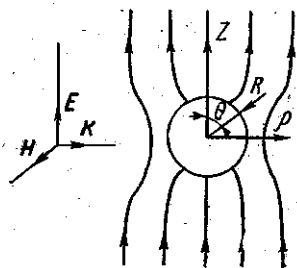
Для воздуха при $\mathcal{E}_0/E_0 \sim 2$ получаем, что описываемый механизм имеет место для давлений $P(\text{Тор}) \gg 30/\lambda$ (см). В противном случае ослабление падающей волны в глубь разряда вследствие скин-эффекта приведет к формированию плоского фронта, бегущего навстречу СВЧ волне.

$$v = \frac{\partial R}{\partial t} = 2 \sqrt{D(E(r)) v_i(E(r))}.$$

Здесь v_i — значение частоты ионизации на границе плазмы, где $n_e \rightarrow 0$. В свою очередь D и v_i являются локальными функциями СВЧ поля, распределение которого не только внутри (3), но и вне плазмы, где $n_e \rightarrow 0$, зависит от свойств разряда как целого. В силу электростатического характера задачи распределение потенциала СВЧ поля вне плазмы определяется формулой

$$\varphi(R, \theta) = -\mathcal{E}_0 r \cos \theta \left(1 - \frac{R^3}{r^3} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right), \quad (4)$$

а напряженности СВЧ поля в окрестности плазмоида в полярной ($\theta = 0$) и экваториальной ($\theta = \pi/2$) областях будут резко различаться (см. рисунок):



Плазмоид, сформированный в начальный период пробоя, и распределение СВЧ поля

$$E(r, \theta) \Big|_{\substack{r=R \\ \theta=0}} = \mathcal{E}_0 \left| \frac{3\varepsilon}{\varepsilon + 2} \right|,$$

$$E(r, \theta) \Big|_{\substack{r=R \\ \theta=\pi/2}} = \mathcal{E}_0 \left| \frac{3}{\varepsilon + 2} \right|.$$

Неоднородность распределения СВЧ поля в окрестности плазмоида порождает зависимость от пространственных координат коэффициента диффузии и частоты ионизации, обуславливая различную скорость изменения размера плазмоида при изменении направления θ . При $|\varepsilon| \gg 1$ ионизация в полярной области будет идти значительно интенсивнее, поэтому скорость вытягивания разряда вдоль поля $v_z(t)$ будет гораздо выше скорости расширения плазмоида $v_p(t)$:

$$v_z \cong 2 \sqrt{D \left(\mathcal{E}_0 \left| \frac{3\varepsilon}{\varepsilon + 2} \right| \right) v_i \left(\left| \mathcal{E}_0 \frac{3\varepsilon}{\varepsilon + 2} \right| \right)},$$

$$v_p \cong 2 \sqrt{D \left(\left| \mathcal{E}_0 \frac{3}{\varepsilon + 2} \right| \right) v_i \left(\left| \mathcal{E}_0 \frac{3}{\varepsilon + 2} \right| \right)}.$$

Если учесть, что $v_i \sim |E|^{2\beta}$, а $D \sim \sqrt{E}$, то справедлива оценка

$$v_z/v_p \sim |\varepsilon|^{\beta+1/4}. \quad (5)$$

Поскольку превращение плазмоида из сферического в эллипсоидальный не приводит к качественному изменению характера распределения СВЧ поля [8] и оценка (5) остается справедливой, то процесс вытягивания нити завершится лишь тогда, когда она выйдет из области однородности поля накачки либо когда закончится импульс СВЧ поля, так как требуемые для пробоя интенсивности СВЧ волны могут быть, как правило, достигнуты лишь в импульсном режиме. Следует отметить, что вытягивание плазмоида приводит к росту поля в области разряда, а следовательно, к увеличению скорости перемещения плазменного фронта аналогично тому, как это имеет место в постоянном поле [3, с. 122].

Таким образом, образование нитей в СВЧ разряде высокого давления происходит естественным образом в процессе развития пробоя.

Влияние нагрева газа существенно лишь на конечной стадии пробоя, когда формируется стационарный контрагированный разряд. Учет фотоионизации и диффузии резонансных квантов, возможно, приведет к некоторому увеличению скорости распространения разряда, однако не влияет на качественный характер наблюдаемого явления.

Проведем в заключение оценку параметров разряда в типичных условиях: $\lambda = 10$ см, $P = 200$ Тор, $v/\omega = 50$, $D = 10^4/P$, $v_a = 2 \cdot 10^4 P$, $(\mathcal{E}_0/E_0) = 2$. Время достижения критической плотности в сферическом плазмоеде $t \approx 10^{-4}/P = 0,5$ мкс, радиус нити $R \approx 2\sqrt{Dt_0} \approx 10^{-2}$ см. Скорость распространения нити вдоль поля

$$v = 2(Dv_a\{(3\mathcal{E}_0/E_0)^{2\beta} - 1\})^{1/2} \approx 10^6 \text{ см/с.}$$

Эта скорость несколько меньше, чем скорость распространения стримера, так как в переменном поле отсутствует направленный дрейф электронов. Максимальную плотность плазмы в сформированной нити можно оценить, считая, что ослабление поля в плазме обусловлено скин-эффектом, откуда следует $n_e \approx n_c(1 + v^2/\omega^2)^{1/2}\lambda/R \approx 10^{15}$ см $^{-3}$.

Данный механизм, по-видимому, описывает процесс пробоя и в ВЧ разряде. Условия применимости модели со стороны низких частот имеют вид $x_0 = e\mathcal{E}_0/(m(\omega^2 + v^2)) \ll L$ (L — расстояние между электродами); $\omega \gg (2m/M)v$ (M — масса иона); $\omega \gg v_i$. Используемое в работе условие локальности энергетического баланса означает $R \gg \lambda_e/(2m/M)^{1/2}$ (λ_e — длина свободного пробега электрона).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Вихарев А. Л., Гильденбург В. Б., Иванов О. А., Степанов А. Н. Физика плазмы, 1984, 10, с. 155. [2] Грицинин С. И., Косый И. А., Тарасова Н. М. В кн.: Тез. докл. II Всесоюз. совещ. по физ. электрического пробоя газов. Ч. 2. Тарту, 1984, с. 434. [3] Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. [4] Гильденбург В. Б., Ким А. В. Физика плазмы, 1980, 6, с. 904. [5] Ким А. В., Фрайман Г. М. Физика плазмы, 1983, 9, с. 613. [6] Игнатьев А. В., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 1983, 9, с. 1317. [7] Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. [9] Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Т. М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980. [10] Колмогоров А. Н., Петровский И. Г., Пискунов И. С. В кн.: Вопросы кибернетики. Вып. 12. М.: Изд-во АН СССР, 1975, с. 3.

Поступила в редакцию
10.01.85

УДК 537.87:534.21

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ В СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

В. Е. Куницын

(кафедра общей физики для физического факультета)

В ряде задач теории волн требуется по рассеянному волновому полю восстановить структуру неоднородностей, расположенных на фоне регулярной слоистой среды, свойства которой известны. Примерами таких сред могут быть ионосфера, атмосфера, океан, земная кора и т. д. Задачу о распространении гармонической волны в неоднородной среде можно свести во многих случаях к нахождению решения уравнения Гельмгольца, тогда обратная задача (ОЗ) рассеяния