

04.1

## Определение параметров тонкого плазменного канала на основании данных о рассеянном излучении

© В.А. Битюрин, В.Г. Бровкин, П.В. Веденин

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва  
E-mail: brovkin47@mail.ru

Поступило в Редакцию 26 июня 2014 г.

Выведены приближенные аналитические выражения, позволяющие на основании экспериментальных данных о рассеянном излучении оценивать усредненные по объему интегральные характеристики тонкого по сравнению с длиной волны плазменного канала. С использованием этих выражений найдены параметры канала, сформировавшегося в результате развития СВЧ-разряда в воздухе в диапазоне давлений  $P = 70\text{--}110$  Торр. Проведено сопоставление с результатами, полученными спектральным методом в близких экспериментальных условиях.

В публикациях [1,2] предложен метод диагностики плазменных структур СВЧ-разряда высокого давления, использующий рассеянное излучение. В результате анализа динамики рассеянной мощности (эксперименты [1,3,4] проводились в воздухе в диапазоне давлений  $P = 70\text{--}110$  Торр) выявлены особенности эволюции как одиночного микроволнового стримера [1], так и цепочки выстраивающихся в линию плазменных каналов [4]. Получены сведения об амплитуде дипольного момента  $|\mathbf{d}|$  сформировавшегося канала (плазмоида), на основании которых без привлечения каких-либо модельных представлений найдены величины эффективной поверхности рассеяния, амплитуд полного заряда и усредненного по длине плазмоида тока [3].

В этом сообщении в рамках интегрального подхода [5] выведены простые аналитические соотношения, позволяющие по данным об амплитуде  $|\mathbf{d}|$ , форме и размерах плазмоида оценивать усредненную по объему концентрацию электронов  $\bar{N}_e$ , амплитуду поля в центральной области канала  $|\mathbf{E}_c|$ , поглощаемую мощность  $W_j$  и т. д.

Плазмоид находится во внешнем (не возмущенном плазмой) электрическом поле  $\text{Re}\{\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t)\}$ . Его продольный вдоль вектора  $\mathbf{E}_0$  ( $\mathbf{E}_0 = \mathbf{n}_z E_0$ ,  $\mathbf{n}_z$  — единичный орт) размер ограничен условием  $2b < \lambda$  ( $\lambda = 2\pi c/\omega$ ,  $c$  — скорость света), а характерные поперечные масштабы малы по сравнению с длиной волны  $\lambda$ . Нескомпенсированные объемные заряды противоположного знака, возникающие при осцилляции электронов на неподвижном на периоде  $T = 2\pi\omega^{-1}$  ионном фоне, расположены симметрично относительно плоскости, перпендикулярной оси пламоида (ось  $z$ ) и проходящей через его центр (начало системы координат совмещено с центром). Параметры и характерные размеры плазменного диполя–вибратора за время  $T$  изменяются незначительно.

В условиях слабого скинирования электромагнитной волны комплексные амплитуды дипольного момента  $d_z$ , электрического поля  $E_c$  и электронной проводимости  $\sigma_{ec}$  в центре канала связаны приближенными соотношениями [5]

$$d_z = \frac{i}{\omega} \int d\mathbf{R} j_z(\mathbf{R}) \approx \frac{i\sigma_{ec} E_c V_{eff}}{\omega(1-i\vartheta)}, \quad (1)$$

$$E_c \approx \frac{E_0}{1 - \frac{i\sigma_*}{1-i\vartheta} \Psi}, \quad (2)$$

где  $j_z = \sigma_e E_z / (1 - i\vartheta)$ ,  $\sigma_e = e^2 N_e / m\nu$ ,  $\nu$  — транспортная частота столкновений электронов,  $\vartheta = \omega/\nu < 1$ ,  $V_{eff} = \int d\mathbf{R} f(\mathbf{R})$ ,  $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ ,  $f = \sigma_e / \sigma_{ec}$ ,  $\sigma_* = \sigma_{ec} / \omega \epsilon_0$ ,

$$\Psi = \frac{1}{4\pi} \int d\mathbf{R} \left( -\frac{\partial f(\mathbf{R})}{\partial z} \frac{\partial G(R)}{\partial z} + k^2 f(\mathbf{R}) G(R) \right), \quad (3)$$

$$G(R) = \exp(ikR)/R, \quad k = \omega/c.$$

Решение системы уравнений (1), (2)

$$\sigma_*(g, h) = g + \sqrt{g^2 + h}, \quad (4)$$

$$|E_c| = E_0 \frac{|d_*| \sqrt{1 + \vartheta^2}}{\sigma_*(g, h) V_*}, \quad (5)$$

где

$$g = \frac{\text{Im}\Psi + \vartheta \text{Re}\Psi}{(V_*/|d_*|)^2 - |\Psi|^2}, \quad h = \frac{1 + \vartheta^2}{(V_*/|d_*|)^2 - |\Psi|^2},$$

зависит только от нормированной амплитуды дипольного момента  $|d_*| = k^3|d_z|/4\pi\epsilon_0 E_0$ , нормированного эффективного объема  $V_* = k^3 V_{eff}/4\pi$  и форм-фактора  $\Psi$ . Величина  $|d_*|$ , форма и размеры плазменного диполя определяются из опытов. Однако на основании фотографий разряда трудно судить о пространственном распределении электронной проводимости  $f(\mathbf{R})$ , поэтому в дальнейшем будем рассматривать усредненные по объему  $V$  интегральные характеристики

$$\bar{N}_e, \bar{\sigma}_e = (N_{ec}, \sigma_{ec})\eta, \quad (6)$$

где  $\eta = V_{eff}/V$ . Параметр  $\eta$  характеризует степень заполнения плазмой объема  $V$ .

Для плазоида, длина которого ограничена условием  $2b < \lambda$ , удобно использовать представление для форм-фактора  $\Psi$  (3), полученное разложением в ряд функции  $G$  по степеням  $kR$ . В осесимметричном случае

$$f = \begin{cases} f(\xi, p_j), & \xi \leq 1, \\ 0, & \xi > 1, \end{cases} \quad (7)$$

где  $\xi = \sqrt{(r/a)^2 + (z/b)^2}$ ,  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $p_j (j = 1, 2, \dots)$  — параметры, детализирующие профиль  $f(\mathbf{R})$ , выражение (3) принимает вид

$$\begin{aligned} \Psi = & -\frac{1-e^2}{e^2} \left( \frac{F_2}{e} - 1 \right) + \frac{(ka)^2}{2e} \left( \left( 1 + \frac{1}{e^2} \right) F_2 - \frac{1}{e} \right) \gamma_1 + \frac{2iV_*}{3} \\ & + \frac{(ka)^2}{e} \sum_{m=2} \frac{(ikbe)^m}{m!(m+2)} \left( \left( 2 - (m-1) \frac{1-e^2}{e^2} \right) F_{m+2} \right. \\ & \left. + (m-1) \frac{1-e^2}{e^4} F_m \right) \gamma_{m+1}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\gamma_m = \int_0^1 d\xi \xi^m f$ ,

$$F_2 = \frac{1}{2} \ln \frac{1+e}{1-e}, \quad F_{m+2} = \frac{1}{m} \left( \frac{1}{e^{m-1}} + (m-1) \frac{1-e^2}{e^2} F_m \right), \quad m \geq 1.$$

Здесь  $e^2 = 1 - (a/b)^2$ ,  $V_* = k^3 a^2 b \gamma_2$ .

В электростатическом пределе  $kb \ll 1$  ( $\omega \ll c/b$ ) комплексная амплитуда в центре плазмоида

$$E_c \approx \frac{E_0}{1 + \frac{i\sigma_*}{1-i\vartheta} \frac{1-e^2}{e^2} \left( \frac{1}{2e} \ln \frac{1+e}{1-e} - 1 \right)} \quad (9)$$

в рамках используемой модели не зависит от распределения  $f(\xi, p_j)$ . Отметим, что формула (9) имеет тот же вид, что и в случае однородного ( $f = 1$ ) плазменного эллипсоида вращения (см., например, [6]).

Важнейшей характеристикой плазмоида, формирующегося в результате развития СВЧ-стримера, является поглощаемая мощность  $W_J$  (джоулево тепло)

$$W_J = \frac{\int d\mathbf{R} \sigma_e |E|^2}{2(1 + \vartheta^2)}, \quad (10)$$

для оценки которой с учетом вышеизложенного можно использовать следующее приближение:

$$W_J \approx W_0 \frac{|d_*|^2}{\pi \sigma_*(g, h) V_*}, \quad (11)$$

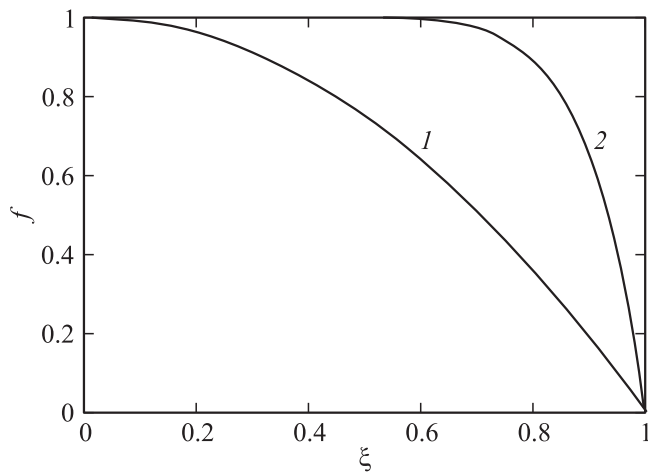
где  $W_0 = \lambda^2 c \varepsilon_0 E_0^2 / 2$ . Основной энерговклад осуществляется на квазистационарном этапе эволюции плазмоида в условиях ионизационно-рекомбинационного квазиравновесия [5]. Этот этап начинается, когда электростатическое поле нескомпенсированных объемных зарядов уже не может обеспечить дальнейшего заметного вытягивания стримера вдоль вектора  $\mathbf{E}_0$ .

Оценим величины интегральных характеристик плазменного диполя, полученного в воздухе в условиях разряда [1,3]:  $P = 75$  Torr,  $\lambda = 2.3$  см,  $|E_0| = (1.1-1.2)E_{br}$  ( $E_{br}$  — пробойное значение).

К началу квазистационарного этапа светящаяся область находилась внутри объема, который, судя по фотографиям в плоскостях  $\mathbf{kE}$  и  $\mathbf{kH}$ , можно аппроксимировать эллипсоидом вращения с полуосями  $b \approx 0.28\lambda$ ,  $a \approx b/7$ . Для этих размеров

$$\Psi \approx -\frac{\ln 2b/a - 1}{(b/a)^2} + \frac{(ka)^2}{2} (2 \ln 2b/a - 1) \gamma_1 + \frac{2iV_*}{3} - \frac{(k^2 ab)^2}{8} \gamma_3. \quad (12)$$

Максимальная интенсивность свечения наблюдалась в центре. Величина нормированной амплитуды дипольного момента такого плазмоида, най-



**Рис. 1.** Модельное распределение электронной проводимости при различных значениях параметра  $p$ :  $p = 1$  (1), 5 (2).

денная в результате обработки экспериментальных данных, примерно равна  $|d_*| \approx 0.6$ .

Для оценок использовалось модельное распределение электронной проводимости

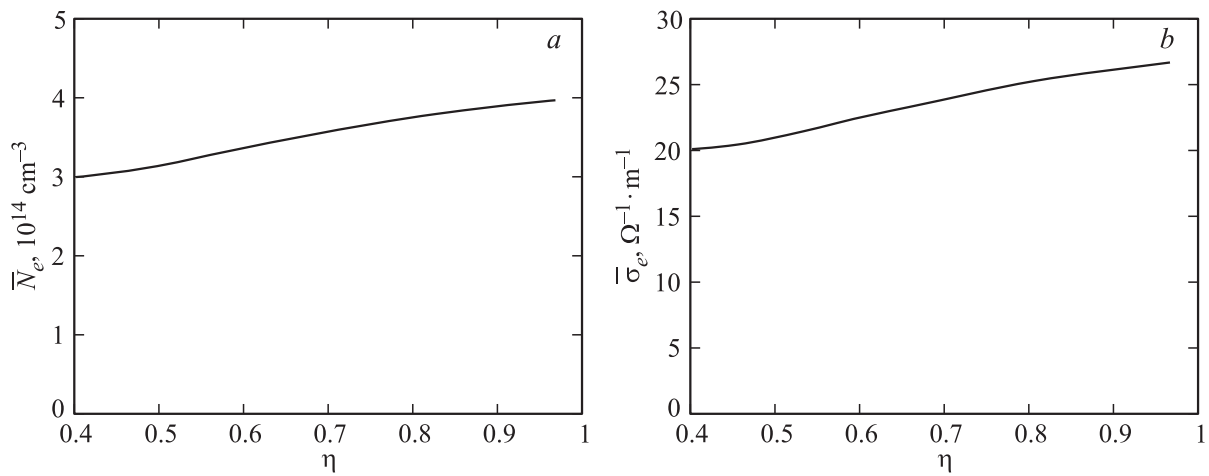
$$f(\xi, p) = 1 - \xi^{2p}, \quad p \geq 1, \quad (13)$$

зависящее только от одного параметра  $p$  (рис. 1), варьирование которого позволяло изменять степень заполнения  $\eta$  плазмой объема  $V$

$$\eta = 3\gamma_2 = \left(1 + \frac{1.5}{p}\right)^{-1} \quad (14)$$

в пределах  $0.4 \leq \eta < 1$ .

Результаты вычислений, проведенных на основании полученных формул (7)–(9), (11), демонстрирует рис. 2. На нем представлены зависимости усредненных по объему  $V$  электронной концентрации  $\bar{N}_e$  и проводимости  $\bar{\sigma}_e$ , коэффициента ослабления внешнего поля  $|E_c|/E_0$  внутри плазоида и поглощаемой мощности  $W_j$  от степени заполнения  $\eta$ . Из рисунка следует, что рассматриваемые интегральные



**Рис. 2.** Зависимости усредненных по объему электронной концентрации  $\bar{N}_e$  (a), проводимости  $\bar{\sigma}_e$  (b), коэффициента ослабления внешнего поля  $|E_c|/E_0$  внутри плазмоида (c) и поглощаемой мощности  $W_j$  от степени заполнения  $\eta$  (d).

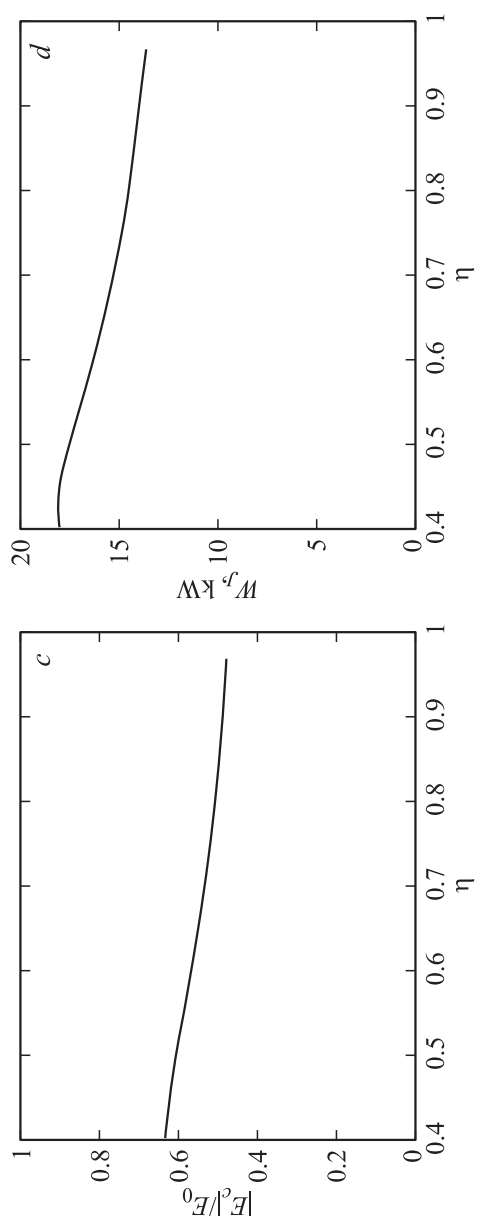


Рис. 2 (продолжение).

характеристики плазмоида изменяются примерно на 30%

$$\bar{N}_e \approx 3.5 \cdot (1 \pm 0.14) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}, \quad \bar{\sigma}_e \approx 2.3 \cdot (1 \pm 0.13) \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1},$$

$$|E_c|/E_0 \approx 0.55 \cdot (1 \pm 0.14), \quad W_j \approx 15.8 \cdot (1 \pm 0.14) \text{ kW}$$

при варьировании неопределенного параметра  $p$  в широких пределах  $1 \leq p < 500$ , т.е. малочувствительны к деформации профиля электронной проводимости (13).

Оцененные предложенным здесь методом значения электронной концентрации согласуются с результатами, полученными в азоте по штарковскому уширению спектральной линии водорода  $H_\beta$  в близких экспериментальных условиях

$$\lambda = 2 \text{ cm}, \quad P = 70 \text{ Torr}, \quad 2a \approx 0.1 \text{ cm}, \quad N_e \approx 0.9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}, \quad [7]$$

$$\lambda = 4 \text{ cm}, \quad P = 50 \text{ Torr}, \quad 2a \approx 0.1 \text{ cm}, \quad N_e \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}. \quad [8]$$

Суммируя все вышеизложенное, можно сказать, что решена обратная задача рассеяния линейно поляризованной электромагнитной волны на тонком плазменном диполе—вибраторе. Развитие предложенного подхода позволит изучать рассеивающие свойства и интегральные характеристики также и многоплазмодных структур, формирующихся при зажигании СВЧ-разряда высокого давления.

## Список литературы

- [1] Битюрин В.А., Бровкин В.Г., Веденин П.В. // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 1. С. 96–105.
- [2] Битюрин В.А., Бровкин В.Г., Веденин П.В. // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 4. С. 141–143.
- [3] Битюрин В.А., Бровкин В.Г., Веденин П.В. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 21. С. 37–44.
- [4] Битюрин В.А., Бровкин В.Г., Веденин П.В. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 3. С. 70–75.
- [5] Битюрин В.А., Веденин П.В. // ЖЭТФ. 2010. Т. 108. В. 3. С. 577–587.
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [7] Злобин В.В., Кузовников А.А., Шибков В.М. // Вестник МГУ. 1988. Т. 29. В. 1. С. 89–91.
- [8] Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Ким А.В. и др. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. В. 8. С. 1064–1075.