



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

О. А. Синкевич, В. Е. Соснин, Статистическое описание пространственных неоднородных плазменных структур СВЧ-разряда высокого давления, *ТВТ*, 1992, том 30, выпуск 2, 418–420

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.174

17 января 2025 г., 08:48:56



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 533.95 © 1992 г.

О. А. Сипкевич, В. Е. Соснин

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ
НЕОДНОРОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУКТУР СВЧ-РАЗРЯДА
ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Как показывает эксперимент [1], существенной особенностью несамостоятельных объемных СВЧ-разрядов является то, что на нелинейной стадии эволюции устанавливается пространственно-неоднородная структура разряда в виде клубка плазменных нитей. Припаятый в исследовании подобных разрядов подход заключается в том, что изучается эволюция одиночной плазменной нити [2] (обычно отыскиваются одномерные автомодельные решения [3,4]) в поле гребущей СВЧ-волны заданной амплитуды. При этом, очевидно, пренебрегается пространственной и временной неоднородностью СВЧ-поля в области разряда, вызванной рассеянием на плазменных нитях. В то же время стохастизация электромагнитного поля может существенно влиять на свойства и параметры объемных СВЧ-разрядов.

В данной работе предлагается простейшая стохастическая модель объемного самостоятельного СВЧ-разряда высокого давления.

Эволюция плазмы молекулярного газа в поле СВЧ-излучения $E(r, t) = E_0(r, t) \exp i\omega_0 t$ на временах, превышающих характерное время релаксации давления, описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{3}{2} n_e \frac{\partial T_e}{\partial t} - \lambda_e \Delta T_e - \sigma |E_0|^2 = -Q_{\text{пот}}^{e-v} - \frac{3}{2} \delta v_{\text{eff}} n_e (T_e - T_g) \equiv \frac{3}{2} n_e F_{T_e}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - D_a \Delta n_e + \nu^i n_e = -\nu^r n_e - \beta n_e^2 + I \equiv F_{n_e}, \quad (2)$$

$$c^v N_g \frac{\partial T_v}{\partial t} - \lambda_g \Delta T_v - Q_{\text{пот}}^{e-v} = 0, \quad Q_{\text{пот}}^{e-v} = k^{e-v} N_g n_e \hbar \omega_0, \quad (3)$$

$$c_g N_g \frac{\partial T_g}{\partial t} - \frac{3}{2} \delta v_{\text{eff}} n_e (T_e - T_g) - \lambda_g \Delta T_g = 0, \quad (4)$$

$$\Delta E - \nabla(\nabla E) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j}{\partial t}, \quad j = \sigma E, \quad (5)$$

где $Q_{\text{пот}}^{e-v}$ — энергия, передаваемая электронами в колебательные степени свободы молекул; T_v , T_g — колебательная и поступательная температура газа; δv_{eff} — частота потери энергии электронами с возбуждением прочих (кроме колебательных) степеней свободы молекул газа; $\hbar \omega_0$ — средняя энергия возбуждения колебательных уровней; N_g , n_e — концентрации молекул газа и электронов; ν^i , ν^r — частоты ионизации и рекомбинации; β — коэффициент диссоциативного прилипания; c^v , c_g — колебательная и газовая теплоемкости; σ — электропроводность плазмы в СВЧ-поле: $\sigma = (1/2) (e^2 n_e / m_e) (\nu_e - i\omega_0) / (\nu_e^2 + \omega_0^2)$. Остальные обозначения общепринятые [4]. Конкретный вид коэффициентов, входящих в систему (1)–(5), в случае двухуровневой модели молекулярного газа приведен в [4].

При построении статистики нелинейных плазменных образований воспользуемся следующими особенностями СВЧ-разрядов высокого давления.

1. Как следует из эксперимента [1], область межфазной границы, в которой играют роль диффузионные и теплопроводностные процессы, мала по сравнению

с областью, занятой собственно высокоионизованной фазой СВЧ-разряда. Кроме того, рост объема высокоионизованной фазы происходит, по-видимому, в результате локальных пробоев в областях, где поле превышает критическое ($E > E_{cr}$), а не за счет движения межфазной границы (см. [4]). Следовательно, статистически значимая эволюция плазмы в объеме СВЧ-разряда будет описываться сосредоточенной системой (1)–(5) с опущенными теплопроводностными и диффузионными членами.

2. Наличие в объеме разряда пространственно-нескоррелированных рассеивателей – плазменных нитей – приведет к формированию пространственной неоднородности СВЧ-поля, а учет зависимости параметров рассеивателей от амплитуды поля – к стохастическому характеру СВЧ-излучения в области разряда. Действительно, поскольку рассеиватели являются пространственно-нескоррелированными, то амплитуды E_{aj} и фазы φ_j рассеянных волн ($j=1, \dots, M$, где M – количество рассеивателей) в некоторой выделенной точке объема СВЧ-разряда будут случайными величинами. Случайный характер рассеянного поля приведет к тому, что в некоторых областях, где $E > E_{cr}$, будут образовываться новые рассеиватели (плазменные нити) и, наоборот, часть рассеивателей будет релаксировать, оказавшись в «тени» поля. Общая картина СВЧ-разряда в этом случае будет представлять собой процесс рождения и гибели плазменных нитей, сопровождающийся глобальной перестройкой электромагнитного поля в области разряда. Легко показать, что при этом характерное время корреляции амплитуды поля в выбранной точке разряда при достаточно большом числе нитей будет меньше характерных времен плазменных процессов.

Структура поля и его временные корреляции будут определяться статистическими характеристиками плазмы разряда. В простейшем случае поле в области разряда можно описать в рамках полностью стохастизированной по фазе и направлению модели, при этом для пространственных компонент вектора E_{ai} ($i=1, 2, 3$) будет справедливо гауссовское распределение.

Используя изложенные выше соображения, можно исходную задачу (1)–(5) свести к исследованию динамической сосредоточенной системы, находящейся под воздействием четырехмерной δ -коррелированной по времени негауссовской случайной силы

$$f = \{(\sigma) E_a |^{2/3} / 2 n_e, v^i n_e, Q_{пот}^{e-v} / c^v N_g, 3/2 \delta v_{ei} n_e (T_e - T_g) / c_g N_g\}.$$

Вводя характеристический потенциал случайной силы

$$\Phi[V] = \left\langle \exp \left\{ i \int_0^t dX dt f(X, \tau) V(X, \tau) \right\} \right\rangle, \quad (6)$$

$$X = (T_e, n_e, T_v, T_g),$$

(знак $\langle \dots \rangle$ предполагает усреднение по всем возможным реализациям случайного процесса f) и используя методику [5], получим для функции распределения параметров плазмы $P_t(X)$ следующее дифференциальное уравнение, записанное в операторной форме:

$$\frac{\partial P_t(X)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial X} \{ F(X) P_t(X) \} + \hat{\theta}_t \left[i \frac{\partial}{\partial X} \delta(X - X') \right] P_t(X), \quad (7)$$

где

$$F(X) = (F_{T_e}, F_{n_e}, 0, 0), \quad \hat{\theta}_t[V] = \frac{\partial}{\partial t} \ln \Phi[V].$$

Дальнейшая конкретизация вида операторного выражения в (7), связанная с вычислением функционала $\Phi[V]$ (6) (что можно сделать благодаря δ -коррелированности по времени f с использованием жесткой временной иерархии плазменных процессов), а также конкретные вычисления $P_t(X)$ будут представлены в последующих работах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Батаков Г. М., Грицинин С. И., Коссых И. А. и др. // Тр. ФИАН. 1985. Т. 160. С. 194.
2. Ким А. В., Фрайман Г. М. // Физика плазмы. 1983. Т. 97. № 2. С. 613.
3. Козан Е. Я., Кузин Б. Ю. // ЖПМТФ. 1988. № 3. С. 28.
4. Синкевич О. А., Соснин В. Е. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 1. С. 21.
5. Кляцкин В. И. Статистическое описание динамических систем с флуктуирующими параметрами. М.: Наука, 1975. 239 с.

Л. А. Серовский

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ КРИВОЙ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА
ПО ДАННЫМ ДЛЯ БИНОДАЛИ

При исследовании и описании термодинамических свойств неполярных и слабополярных неассоциированных веществ в последнее время важная роль отводится кривой идеального газа (КИГ), линии, на которой коэффициент сжимаемости $Z = pV/RT = 1$ и вдоль нее имеет место линейная зависимость между плотностью и температурой

$$T = T_B(1 - \rho/\rho_0),$$

где T_B — температура Бойля, ρ_0 — плотность, соответствующая экстраполяции КИГ к $T=0$. Такая зависимость выполняется вдоль КИГ в пределах точности экспериментальных данных, но при температурах порядка критической T_c КИГ испытывает размытый излом и параметры T_B и ρ_0 для жидкости несколько отличаются от соответствующих значений для газа [1, 2].

Для непосредственного выделения КИГ требуется большой массив экспериментальных термических данных в широком диапазоне плотностей и температур, которые во многих случаях отсутствуют, и для расширения сферы применимости метода идеальных кривых [1] требуется разработка методов оценки параметров T_B и ρ_0 по ограниченному данным. Наиболее доступной информацией обычно являются данные о свойствах вещества на бинодали, поэтому их целесообразно положить в основу таких методов. Связь параметров газовой ветви КИГ со свойствами вещества на бинодали рассматривалась в [3, 4], в данной работе предлагаются аналогичные соотношения для жидкостей.

Все рассматриваемые ниже соотношения являются эмпирическими и получены на основе обработки данных для 35 жидкостей, имеющих различную химическую природу: сжиженные инертные газы, некоторые неорганические соединения, алканы до *n*-эйкозана включительно, алкены, ароматические и циклические углеводороды и некоторые высокотемпературные теплоносители (ДКМ, ДТМ и ДФМ). Значения параметров КИГ частично взяты из монографии [1], а частично определены по данным [5–8].

Основу предлагаемых методов оценки параметров КИГ составляет однопараметрический закон соответственных состояний [9], в рамках которого обобщенное уравнение состояния жидкости представляется в виде [1, 2, 10].

$$Z = 1 + K\omega f(\omega, \tau), \quad (1)$$

где $\omega = \rho/\bar{\rho}_0$ и $\tau = T/T_B$, а универсальная функция приведенных переменных $f(\omega, \tau)$ в явном или неявном виде содержит множитель $(\tau + \omega - 1)$, обеспечивающий обращение ее в нуль на КИГ. Параметр K в этом уравнении имеет смысл определяющего критерия термодинамического подобия, однако для его определения необходимо иметь конкретное выражение для $f(\omega, \tau)$, которое для жидкости пока не получено. В [2] эта функция представлена в табличной форме по данным для кислорода, выбранного в качестве базисного вещества, и исследовано небольшое количество жидкостей, что не позволяет проводить обобщений. Предложенное в монографии [1] уравнение состояния жидкости также неприемлемо для анализа, поскольку дает неправильную асимптотику $f \rightarrow \infty$ при $\tau \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow 1$ вместо требуемой $f=0$.

В [4] показано, что множитель $L(0)$ в уравнении Тейзена [11, 12]

$$L(T) = L(0)(1 - T/T_c)^m \quad (2)$$

пропорционален параметру Холлерана k_H [10], который соответствует параметру K в уравнении (1), но построен для газообразного состояния. При этом для рассматриваемого класса веществ показатель степени m близок к 0,38 [11, 12], а полученные в этом случае величины $L(0)$ коррелируют со значениями k_H в пределах точности однопараметрического закона соответственных состояний. Это дает основание и для анализа подобия свойств жидкостей ввести параметр $K_0 = L(0)/RT_B$, который по аналогии с газом пропорционален K .

Подтверждением целесообразности введения K_0 в качестве критерия подобия может служить наличие однозначной зависимости от него приведенных термодинамических величин. Обработка экспериментальных данных позволяет установить, что приведенная критическая температура $\tau_c = T_c/T_B$ связана с критерием K_0 простым соотношением

$$\tau_c = 0,1225(2 + \ln K_0), \quad (3)$$

которое выполняется для всех рассмотренных в данной работе веществ с погрешностью порядка 0,5–1,5%. Кроме того, отношение нормальной температуры кипения