

ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ТОКОВОГО РАЗРЯДА

В.Ю. Быченков, Г.Р. Чобанян

Предложена теоретическая модель, описывающая динамику токового разряда в слабоионизированной плазме с развитой ионно-звуковой турбулентностью.

В экспериментах со слабоионизированной токонесущей плазмой исследовалось поведение плазмы в условиях возбуждения ионно-звуковой турбулентности (ИЗТ) /1, 2/. Описание турбулентного токового разряда основано на теории ИЗТ, позволяющей учесть эффекты аномального сопротивления и нагрева плазмы, обусловленные ионно-звуковыми пульсациями /3/. В работах /4, 5/ сформулированы соответствующие теоретические модели применительно к плазме стационарного турбулентного токового разряда. Практический интерес представляет также описание его динамики. В настоящем сообщении такая задача решается в модели пространственно однородной слабоионизированной плазмы с развитой ИЗТ, что позволяет качественно изучить эволюцию токового разряда и выявить характерные режимы релаксации плазмы в условиях аномального сопротивления и нагрева.

Для описания релаксации слабоионизированной токовой плазмы в условиях ИЗТ исходим из уравнений баланса числа частиц и энергии:

$$dn_e/dt = n_e N \langle \sigma v_e \rangle_I - n_e / \tau_e, \quad (1)$$

$$(3/2) d(n_e \kappa T_e) / dt = E j - 3 n_e \kappa T_e / 2 \tau_e - N n_e I \langle \sigma v_e \rangle_I - N n_e \sum_k \Delta E_k \langle \sigma v_e \rangle_k, \quad (2)$$

$$(3/2) d(n_i \kappa T_i) / dt = (3/2) \nu_T n_e \kappa T_e - 3 n_i \kappa T_i / 2 \tau_i. \quad (3)$$

Описываемое уравнением (1) изменение плотности числа электронов n_e во времени обусловлено ионизацией нейтральных атомов (с числом частиц в единице объема N) и потерями электронов. Ионизация связывается с электронным ударом и характеризуется усредненной по скоростям v_e электронов скоростью изменения концентрации $N \langle \sigma v_e \rangle_I$, где σ — сечение ионизации, а потери электронов описываются феноменологически с помощью величины τ_e — характерного времени ухода электронов из единицы объема. В уравнении (2) для плотности энергии $(3/2) n_e \kappa T_e$ электронов (κ — постоянная Больцмана) учитывается их джоулев нагрев $E j$, где E и j — электрическое поле и плотность электрического тока, и энергетические потери, связанные с уходом электронов $(3/2) n_e \kappa T_e / \tau_e$, а также процессами ионизации и возбуждения атомов (соответственно третье и четвертое слагаемые в правой части (2)), I — потенциал ионизации, ΔE_k — энергия перехода между основным и k -ым возбужденным уровнем, $\langle \sigma v_e \rangle_k$ — описывает вероятность возбуждения k -го уровня. В уравнении (3) для плотности энергии $(3/2) n_i \kappa T_i$ ионов первое слагаемое в правой части учитывает нагрев ионов благодаря индуцированному рассеянию звука, а второе описывает феноменологически потери из-за ухода частиц за время τ_i .

Предполагая, что токовая скорость заметно превышает ионно-звуковую, для плотности электрического тока и эффективной частоты релаксации энергии воспользуемся следующими соотношениями /3/:

$$j = \sigma_T E, \quad \sigma_T = 1,3 \omega_{Le} \sqrt{T_i / T_e} (8 \pi n_e \kappa T_e / E^2)^{1/4}, \quad \nu_T = |e| E v_s / \kappa T_e, \quad (4)$$

где e – заряд электрона, v_s – скорость ионного звука, ω_{L_e} – ленгмюровская частота электронов. Будем считать сохраняющейся плотность электрического тока $j = \text{const}$, что характерно для экспериментов /1, 2/. С учетом (4) в условиях квазинейтральности плазмы $n_e = n_i$, требующих выполнения $\tau_e = \tau_i$, уравнения (1) – (3) сводятся к системе:

$$\begin{aligned} dX/d\tau &= X(\gamma F_1(Y) - 1), \\ dY/d\tau &= \gamma Y(F_1(Y) + YF(Y)) - Y^{3/2}/ZX^{5/2}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$dZ/d\tau = 1/YZX^{3/2} - \gamma ZF_1(Y).$$

Здесь использованы безразмерные переменные $X = n_e/n_0$, $Y = 1/(\kappa T_e)$, $Z = \kappa T_i/T_0$, $\tau = t/\tau_e$, где $T_0 = (3 \cdot 10^{-4} e m_e I^{13/2} j \tau_e^2 / m_i^{5/2})^{1/7}$, $n_0 = (4j^2 m_i / e^2 I^3)^{1/2} T_0$, m_e (m_i) – масса электрона (иона). При получении уравнений (5) использовались результаты программы "Атом" для аргона, представленной в /6/ и позволяющей учесть вклад элементарных процессов с помощью функций F_1 и F , где $F_1(Y) = 50((1 + Y^{-1})^{1/2} \times (Y + 0,73))^{-1} \exp(-Y)$, а функция $F(Y)$ и параметр γ введены и использованы в /5/. Величина $\gamma = 10^{-8} \times X N \tau_e$, где N измеряется в см^{-3} , а τ_e в секундах, играет роль управляющего параметра в системе уравнений (5).

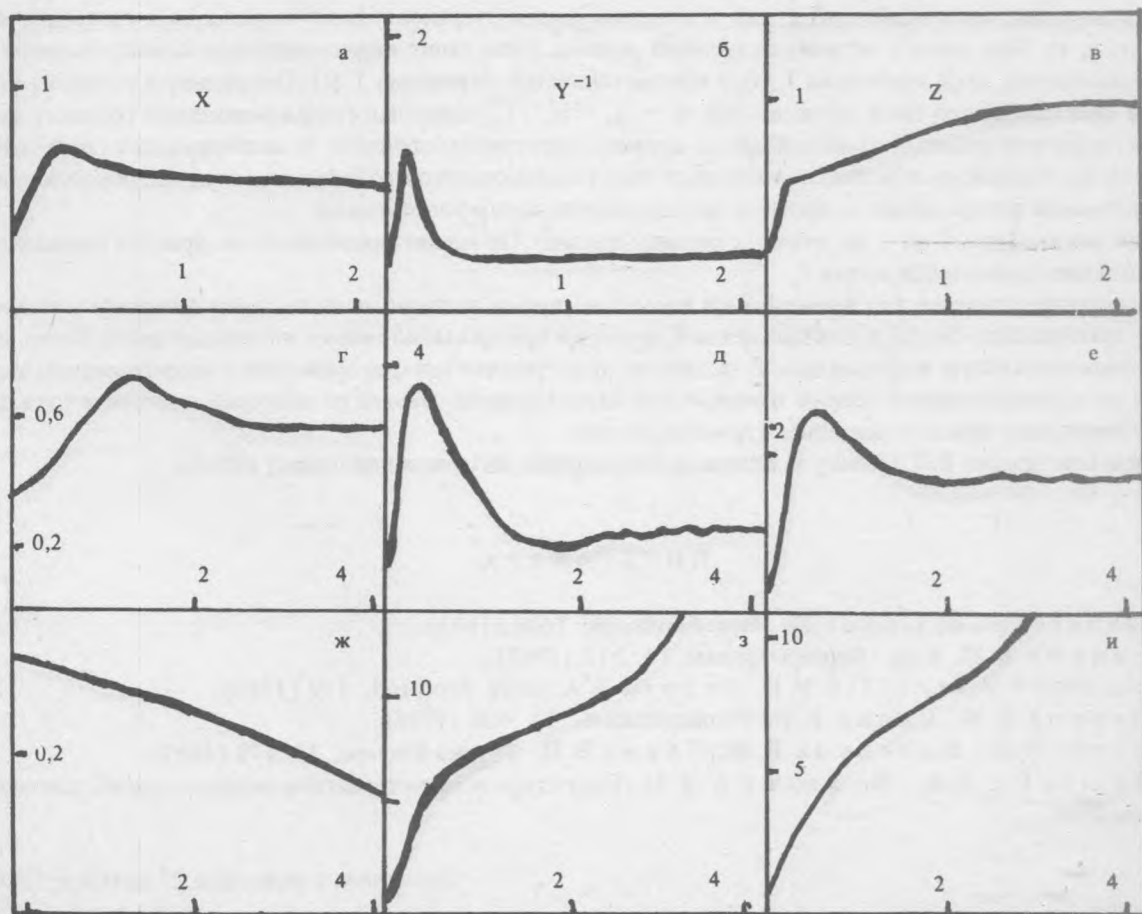


Рис. 1. Графики зависимостей $X(\tau)$ (а, г, ж), $Y^{-1}(\tau)$ (б, д, з) и $Z(\tau)$ (в, е, и) для $X(0) = 0,34$, $Y(0) = 7,87$, $Z(0) = 0,02$; $\gamma = 0,86$ (а, б, в); $\gamma = 0,1$ (г, д, е); $\gamma = 0,05$ (ж, з, и).

При $\gamma < 0,06$ динамическая система (5) не имеет особых точек. При $\gamma > 0,06$, что отвечает экспериментам /1, 2/, имеется две особые точки. Первая из них, соответствующая меньшему значению Y , независимо от γ представляет из себя седло-узел, а топологическая структура второй особой точки определяется величиной γ и, в зависимости от нее, может быть: седло-узел, седло-неустойчивый фокус, седло-устойчивый фокус, устойчивый узел.

Система уравнений (5) решалась численно. Выявлено несколько характерных режимов релаксации плазмы. Первый из них отвечает достаточно плавному изменению концентрации и температуры электронов и ионов (рис. 1 а, б, в). При этом имеет место монотонное увеличение ионной температуры до стационарного значения, а выход концентрации электронов и электронной температуры на стационар осуществляется через стадию возникновения максимумов на начальном этапе релаксации. Соответствующие начальные условия и значения параметров n_0 , T_0 , γ могут быть сопоставлены экспериментам /2/, в которых при пропускании тока наблюдалось установление на стационарном уровне плотности ($n_e \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) и температуры ($T_e \sim 6 - 10 \text{ эВ}$, $T_i \sim 1 \text{ эВ}$). В соответствии с рис. 1а, отмечалось, что существенного изменения электронной концентрации не происходило и имело место уменьшение неизотермичности T_e/T_i от значения ~ 100 ($T_e \sim 1 \text{ эВ}$, $T_i \sim 10^{-2} \text{ эВ}$) до значения ~ 10 . Связывая величину τ_e с аномальными потерями поперек удерживающего токовый столб плазмы магнитного поля /5/, для условий эксперимента /2/ получаем оценку $\tau_e \sim 10$ мкс, что по порядку величины согласуется с экспериментом.

Второй режим характеризуется сравнительно резкими изменениями параметров плазмы на начальной стадии релаксации, заканчивающейся, как и в первом режиме, установлением стационарных распределений (рис. 1 г, д, е). При этом, в отличие от первого режима, релаксация характеризуется возникновением не только максимума, но и минимума $T_e(t)$ и немонотонностью изменения $T_i(t)$. Поскольку в условиях постоянства электрического тока, согласно (4), $E \sim T_e^{1/2} n_e^{3/2} T_i^{-1}$, начальная стадия релаксации токового столба характеризуется резкими изменениями во времени электрического поля. В экспериментах такая ситуация могла бы отражаться в возникновении импульсов высокочастотного излучения плазмы, обусловленного ускоряемыми меняющимся во времени электрическим полем электронами.

Третий режим (рис. 1 ж, з, и) отвечает распаду плазмы. Он может происходить за времена значительно превосходящие характерное время τ_e .

В заключение отметим, что имеющиеся в настоящее время эксперименты по турбулентному токовому разряду сравнительно бедны, и для дальнейшей проверки предсказаний теории желательно иметь более полную экспериментальную информацию. В частности, представляет интерес сравнение с экспериментом вытекающих из вышеизложенной теории зависимостей характеристик разряда от величины плотности тока, давления нейтрального газа и характерного времени потерь.

Авторы благодарны В.П. Силину за полезные обсуждения, интерес и поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hollenstein Ch., Guyot M. Phys. Fluids, 26, 1606 (1983).
2. Быченков В. Ю. и др. Физика плазмы, 14, 312 (1988).
3. Vuchencov V. Yu., Silin V. P., Urupin S. A. Phys. Rep., 164, 119 (1988).
4. Быченков В. Ю., Силин В. П. Физика плазмы, 12, 806 (1986).
5. Аносова Л. М., Быченков В. Ю., Силин В. П. Физика плазмы, 13, 449 (1987).
6. Вайнштейн Л. А., Шевелько В. П. Структура и характеристики ионов в горячей плазме. М., Наука, 1986.

Поступила в редакцию 27 октября 1988 г.