01; 04

ОБ УСЛОВИЯХ СПОНТАННОГО ВОЗНИКНОВЕНИЯ СТАТИЧЕСКИХ СТРАТ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

В. П. Абрамов, А. Л. Дубицкий, Б. С. Кернер, С. Л. Кленов

Теоретически исследованы условия возникновения и некоторые свойства статических страт малой амплитуды в низкотемпературной плазме газового разряда. Показано, что статические страты могут спонтанно возникать в области параметров плазмы, при которых однородное состояние разряда является устойчивым. Установлено, что причиной образования статических страт являются малые локальные неоднородности, присутствующие в разряде. Такие неоднородности проявляются как зародыши спонтанного возникновения страт. Определена форма статических страт малой амплитуды и показано, что по разные стороны от неоднородности статические страты имеют различный пространственный период.

Введение

Статические страты в газовом разряде постоянного тока представляют собой стационарную структуру плазменного столба, состоящую из чередующихся неподвижных областей высокой и низкой концентрации электронов. В эксперименте амплитуда таких страт, как правило, монотонно убывает по направлению к аноду [1].

При анализе условий спонтанного возникновения в разряде статических страт применяют общий подход, основанный на исследовании устойчивости исходно однородного в пространстве состояния низкотемпературной плазмы относительно неоднородных возмущений ее параметров вида $e^{-i\omega t + ikx}$ [1—4]. В этом подходе из анализа дисперсионного уравнения, связывающего частоту колебаний плазмы ω с волновым числом возмущений k, находят (с учетом граничных условий, отвечающих однородной плазме [3, 4]) такие значения тока разряда $I = I_c$, при которых для $k \neq 0$ величина $\mathrm{Re}\,\omega = 0$, а $\mathrm{Im}\,\omega$ меняет знак [1—4]. Изменение знака величины $\mathrm{Im}\,\omega$ при критических значениях тока I_c означает, что статические ($\mathrm{Re}\,\omega = 0$), неоднородные в пространстве, ($k \neq 0$) малые возмущения параметров плазмы оказываются нарастающими, т.е. однородное состояние плазмы теряет устойчивость. Нарастание статических возмущений, вызванное неустойчивостью плазменного столба, казалось [1—4], и есть причина возникновения экспериментально наблюдаемых статических страт в исходно однородной низкотемпературной плазме разряда постоянного тока.

Заметим, что при наличии постоянной составляющей плотности тока в газоразрядной плазме за счет амбиполярного поля происходит снос (вдоль линии тока) неоднородных возмущений параметров плазмы. Поэтому в неустойчивом однородном разряде нарастающими, как правило, оказываются не статические, а бегущие неоднородные возмущения, т.е. условия нарастания статических возмущений если и выполняются, то при чрезвычайно узком подборе параметров разряда [1, 2]. С другой стороны, в эксперименте статические страты наблюдаются в широком диапазоне изменений тока I и параметров плазмы. Более того, как уже отмечалось, статические страты в разряде постоянного тока во многих случаях затухают по амплитуде по направлению от катода к аноду.[1] При этом в достаточно протяженном столбе разряда вдали от катода плазма оказывается вдоль газоразрядной трубки пространственно однородной, несмотря на существование вблизи катода статических страт. Другими словами, в эксперименте статические страты часто возникают в устойчивой низкотемпературной плазме и существуют в широком диапазоне изменения тока разряда. Таким образом, из анализа устойчивости однородного разряда постоянного тока не удается объяснить экспериментально наблюдаемые свойства статических страт.

В данной работе показано, что в устойчивой низкотемпературной плазме, возбуждаемой разрядом постоянного тока или несимметричным высокачастотным разрядом, в широком диапазоне разрядных условий могут спонтанно возникать затухающие по амплитуде статические страты малой амплитуды. Причиной образования таких статических страт являются малые локальные неоднородности, которые практически всегда присутствуют в реальном разряде.

1. Форма статических страт малой амплитуды

Причины возникновения и свойства статических страт, спонтанно возникающих вблизи малой локальной неоднородности, в несимметричном высокочастотном (ВЧ) разряде и разряде постоянного тока в значительной мере оказываются одинаковыми. Вместе с тем физика спонтанного возникновения статических страт вблизи малой неоднородности становится особенно наглядной в несимметричном ВЧ разряде, в котором постоянная составляющая ВЧ тока мала по сравнению с его амплитудой. Поэтому целесообразно провести анализ статических страт сначала для этого типа разряда, а лишь затем рассмотреть случай разряда постоянного тока.

1.1.Высокочастотный несимметричный разряд. Рассмотрим ВЧ разряд, в котором среднее за период колебаний ВЧ поля значение плотности тока $\bar{j}$ отлично от нуля. Распределения плазмы в таком разряде описываются известными уравнениями баланса числа электронов n и их средней энергии T [1, 3, 5][2]

$$\tau_d \frac{\partial n}{\partial t} = l^2 \frac{\partial}{\partial x}\left(T\frac{\partial n}{\partial x}\right) + (1+a)\, l^2 \frac{\partial}{\partial x}\left(n\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\bar{j}}{n_h T_h}\, l^2 \frac{\partial}{\partial x}\mu_e^{-1} - q(n,T) + \varphi(x), \quad (1)$$

$$\frac{3}{2}\tau_\varepsilon n\frac{\partial T}{\partial t} = L^2\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{n\mu_e T}{\mu_e(T_n)}\frac{\partial T}{\partial x}\right) - \frac{3}{2}L_1\frac{\partial T}{\partial x} = L_1\frac{T}{n}\frac{\partial n}{\partial x} - \quad Q(n,T) + \Psi(x)\,, \quad (2)$$

где

$$q(n,T) = n - n\nu_i\,(n,T)\,\tau_d\,,$$

$$Q(n,T) = nT - \bar{j}^2\,\tau_\varepsilon\sigma^{-1}\,,$$

τ_d, τ_ε — диффузионное время жизни электронов и время релаксации их энергии; l — диффузионная длина;

$L = \left[\left(\frac{5}{2} + a\right)\mu_e\tau_\varepsilon\frac{T}{e}\right]^{1/2}$ — длина релаксации энергии электронов; ν_i — частота ионизации газа; $\bar{j^2}$ — средний за период ВЧ колебаний квадрат плотности тока;

[1]Отметим, что в эксперименте в целом ряде случаев (особенно в разряде молекулярных знаков) статические страты не затухают по амплитуде, т.е. являются достаточно резкими по всей длине трубки [1–3]. Подход к нелинейному анализу формы и свойств статических страт большой амплитуды в гидродинамическом приближении развит в работе [5].

[2]Уравнения (1), (2) справедливы в гидродинамическом приближении, когда $\tau_p \ll \tau_{ee} \ll \tau_\varepsilon,\tau_d$ [6], где τ_p и τ_{ee} — характерные времена релаксации импульса электронов и электрон-электронных соударений. В этом случае даже на наименьшем возможном пространственном масштабе изменения параметров страт l (который может быть значительно меньше длины релаксации энергии электронов L) вид функции распределения электронов в области энергий, меньших порога ударной ионизации, практически не меняется, а частота ударной ионизации ν_i является функцией эффективной температуры электронов T [6].

$\sigma = e\mu_e n$ — проводимость плазмы, μ_e — подвижность электронов; e — заряд электрона; длина L_1 определяется выражением $L_1 = (\bar{J}\tau_\varepsilon)/(en_h)$; величина $a = (\partial\ln\mu_e)/(\partial\ln T)$ предполагается постоянной.

В уравнениях (1), (2) величины n и T измеряются в единицах n_h и T_h — концентрации и температуры электронов при их однородном вдоль оси x распределении. Ось x направлена от катода к аноду. Наличие в разряде самой неоднородности описывается слагаемыми $\varphi(x)$, $\Psi(x)$. В дальнейшем будем учитывать, что в газовом разряде обычно $\tau_\varepsilon << \tau_d$ и инерционностью электронной температуры можно пренебречь [3]. Кроме того, вследствие высокой теплопроводности электронов в широком диапазоне параметров разряда выполнено условие $\varepsilon = l/L << 1$.

При наличии локальной неоднородности разряда однородные в пространстве распределения n и T уже не являются решениями уравнений (1), (2). Отклонения распределений n и T от однородных будем искать при условии, что локальная неоднородность достаточно мала. Линеаризуя уравнения (1), (2) относительно малых отклонений δn и δT от однородного состояния и учитывая, что $\mu_e \sim T^a$, получим систему уравнений

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta n = \frac{\partial^2 \delta n}{\partial x^2} + (1+a)\frac{\partial^2 \delta T}{\partial x^2} - (\frac{5}{2} + a)a\varepsilon\nu\frac{\partial \delta T}{\partial x} - q'_n\delta n - q'_T\delta T + \varphi(x)\,, \quad (3)$$

$$\tau\frac{\partial}{\partial t}\delta T = \varepsilon^{-2}\frac{\partial^2 \delta T}{\partial x^2} - \frac{3}{2}\frac{\nu}{\varepsilon}\frac{\partial \delta T}{\partial x} + \frac{\nu}{\varepsilon}\frac{\partial \delta n}{\partial x} - Q'_n\delta n - Q'_T\delta T + \Psi(x)\,, \quad (4)$$

где

$$\tau = \frac{3\tau_\varepsilon}{2\tau_d}, \quad \nu = \frac{L_1}{L} \sim \frac{\bar{J}}{(\bar{J}^2)^{1/2}},$$

время t и координата x измеряются в единицах τ_d и l.

Уравнения (3), (4) позволяют сопоставить условия возникновения бегущих страт в однородном разряде и статических страт в разряде с малой локальной неоднородностью. Рассмотрим стационарные распределения $\delta n(x), \delta T(x)$, возникающие вблизи малой неоднородности в устойчивой плазме, т.е. когда однородное состояние разряда является устойчивым. Полагая локальную неоднородность точечной ($\varphi(x) = \lambda_1\delta(x), \psi(x) = \lambda_2\delta(x)$, где $\delta(x)$ — дельта-функция), из (3), (4) с помощью преобразования Фурье получим

$$\delta n(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\lambda_1 G_{22} - \lambda_2 G_{12}}{\det\hat{G}}e^{ikx}dk\,, \quad (5)$$

$$\delta T(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\lambda_2 G_{11} - \lambda_1 G_{21}}{\det\hat{G}}e^{ikx}dk\,, \quad (6)$$

где величины $G_{mp}(m,p = 1,2)$ являются компонентами матрицы $\hat{G}$, которая имеет вид

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} q'_n + k^2 & q'_T + (\frac{5}{2} + a)a\nu\varepsilon ik + (1+a)k^2 \\ Q'_n - ik\frac{\nu}{\varepsilon} & Q'_T + \frac{3\nu}{2\varepsilon}ik + \frac{k^2}{\varepsilon^2} \end{pmatrix}.$$

Для вычисления интегралов (5), (6) определим корни уравнения $\det\hat{G} = 0$, которое запишем в виде

$$k^4 + ik^3\varepsilon\alpha\nu - \xi k^2 - ik\varepsilon\beta\nu + \varepsilon^2 A = 0\,, \tag{7}$$

где

$$\xi = -\,q'_n - \varepsilon^2(Q'_T - (1+a)Q'_n - (\frac{5}{2}+a)a\nu^2)\,,$$

$$\beta = -\,q'_T - \frac{3}{2}q'_n + (\frac{5}{2}+a)aQ'_n\varepsilon^2\,,$$

$$\alpha = \frac{5}{2} + a\,,\ A = q'_n Q'_T - q'_T Q'_n\,. \tag{8}$$

Рассмотрим высочастотный разряд, в котором постоянная составляющая тока достаточно мала $\bar{j} << (\overline{j^2})^{1/2}$ и соответственно $\nu << 1$). В случае симметричного ВЧ разряда ($\nu = 0$) решения уравнения (7) имеют вид $k_0 = æ_0 + i\gamma_0$, где

$$æ_0^2 = \frac{\xi + 2\varepsilon\sqrt{A}}{4},\ \gamma_0^2 = \frac{-\xi + 2\varepsilon\sqrt{A}}{4}.$$

При этом величина γ_0, характеризующая затухание амплитуды страт, обращается в нуль в точке потери устойчивости однородного разряда ($\xi = 2\varepsilon\sqrt{A}$). При $\nu \neq 0$ корни уравнения (7) представим в виде $k = k_0 + \Delta k$. Ограничиваясь членами наименьшего порядка по ν и полагая $|\gamma_0| << |æ_0|$, из уравнения (7) получим

$$\Delta k^2 + 2i\gamma_0\Delta k - i\delta = 0\,, \tag{9}$$

где

$$\delta = \frac{\varepsilon\nu}{4æ_0}(\beta - æ_0^2\alpha) \simeq \frac{\varepsilon\beta\nu}{4æ_0}$$

(при условии $\varepsilon << 1$).

В соответствии с (9) корни уравнения $\det \hat{G} = 0$ определяются выражением $k = æ_0 + (-\gamma_0^2 + i\delta)^{1/2}$ и их можно представить в виде $k = æ_0 \mp \Delta æ \quad i\gamma_1$ при $æ_0 < 0$ и $k = æ_0 \pm \Delta æ \pm i\gamma_1$ при $æ_0 > 0$. При этом величина поправки $\Delta æ$ к волновому числу страт и коэффициент затухания γ_1 определяются соотношениями

$$\Delta æ = \left(\frac{r^2 - \gamma_0^2}{2}\right)^{1/2},\ \gamma_1 = \left(\frac{r^2 + \gamma_0^2}{2}\right)^{1/2}, \tag{10}$$

где $r^2 = (\gamma_0^4 + \delta^2)^{1/2}$.

Полагая для простоты $\lambda_2 = 0$ и вычисляя интегралы (5), (6) с помощью теоремы о вычетах, найдем распределения концентрации и температуры электронов вблизи малой локальной неоднородности [3]

$$\begin{pmatrix}\delta n\\ \delta T\end{pmatrix} = \mathrm{Re}\,\frac{\lambda_1}{4(\gamma_0^4 + \delta^2)^{1/2}}\left(\frac{-Q'_n\varepsilon + iæ_0\nu}{\sqrt{A}}\right) \times \exp(-\,\gamma_1|x| + iæ_1 x + i\Phi)\,, \tag{11}$$

где

$$\Phi = \mathrm{arctg}\,\frac{\Delta æ}{\gamma_1}\,,$$

[3] В пределе $\nu \to 0$ выражение (11) описывает статические страты малой амплитуды, возникающие вблизи неоднородности в устойчивом симметричном ($\bar{j} = 0$) ВЧ разряде [7]. Период таких страт одинаков по обе стороны от неоднородности и близок к длчне волны критической флуктуации на границе устойчивости однородного состояния газоразрядной плазмы.

$$\varkappa_1 = |\varkappa_0| - \Delta\varkappa \text{ при } x < 0 \text{ и } \varkappa_1 = |\varkappa_0| + \Delta\varkappa \text{ при } x > 0.$$

Качественный вид распределений $\delta n(x)$, соответствующих выражению (11), показан на рисунке, *а*.

1.2 Разряд постоянного тока. Для определения характера изменений формы статических страт при увеличении постоянной составляющей плотности тока $\bar{j}$ рассмотрим предельный случай $\bar{j} = (\overline{j^2})^{1/2}$, отвечающий разряду постоянного тока. Распределения плазмы в таком разряде описываются системой уравнений (1), (2). При условии $\bar{j} = (\overline{j^2})^{1/2}$ параметр $\nu \approx 1$ и для корней уравнения $\det \hat{G} = 0$, учитывая условие $\varepsilon \ll 1$, можно использовать выражения [3]

$$k_{1,2} = i\gamma \pm \varkappa\,,\; k_3 = -2i\gamma\,,\; k_4 = -i\frac{\varepsilon A}{\nu\beta}\,, \tag{12}$$

где $\gamma = u + v\,,\; \varkappa = \sqrt{3}(u - v)\,,$

$$u = \frac{1}{2}\left(-\frac{\varepsilon\nu\beta}{2} + \sqrt{D}\right)^{1/3},\; v = \frac{1}{2}\left(-\frac{\varepsilon\nu\beta}{2} - \sqrt{D}\right)^{1/3},$$

$$D = \left(\frac{\xi}{3}\right)^3 + \left(\frac{\varepsilon\nu\beta}{2}\right)^2.$$

Ограничиваясь при вычислении интегралов (5), (6) членами наименьшего порядка по ε, представим распределения $\delta n(x)$ и $\delta T(x)$ в виде

$$\begin{pmatrix}\delta n\\ \delta T\end{pmatrix} = \frac{2\lambda_1\gamma}{3\varepsilon\nu\beta - 4\xi\gamma}\begin{pmatrix}2\gamma\\ -\varepsilon\end{pmatrix} e^{2\gamma x} \tag{13}$$

при $x < 0$ и

$$\begin{pmatrix}\delta n\\ \delta T\end{pmatrix} = \mathrm{Re}\,\frac{-2\lambda_1(\gamma - i\varkappa)}{3\varepsilon\nu\beta + 2\xi(\gamma - i\varkappa)}\begin{pmatrix}\gamma - i\varkappa\\ \varepsilon\end{pmatrix} e^{-\gamma x + i\varkappa x} \tag{14}$$

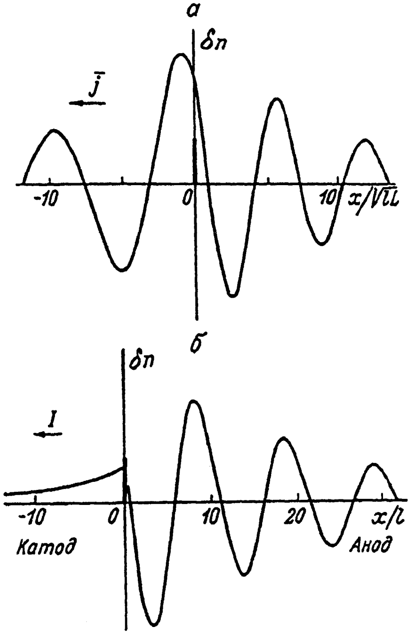
при $x > 0$.

Распределения $\delta n(x)$, соответствующие соотношениям (13), (14), приведены на рисунке, *б*.

2. Физика и условия существования статических страт

2.1. В соответствии с проведенным рассмотрением распределения плазмы в газовом разряде вблизи малой неоднородности представляют собой затухающие по амплитуде статические страты, которые по разные стороны от неоднородности имеют различный пространственный период (см. рисунок). При этом в несимметричном ВЧ разряде (т.е. когда среднее за период ВЧ поля значение плотности тока $\bar{j}$ в плазме отлично от нуля) расстояние между стратами справа от неоднородности (в направлении, противоположном току $\bar{j}$) становится меньше, чем в симметричном ($\bar{j} = 0$) ВЧ разряде, а слева от неоднородности, наоборот, возрастает (см. рисунок, *а*). Как следует из соотношений (10), различия в периоде страт усиливаются с ростом постоянной составляющей плотности тока $\bar{j}$. В предельном случае разряда постоянного тока ($\bar{j} = (\overline{j^2})^{1/2}$) распределения плазмы вблизи локальной неоднородности имеют характер статических страт только со стороны анода и практически монотонно затухают по направлению к катоду (см. рисунок, *б*).

Различия в форме статических страт по обе стороны от неоднородности (см. рисунок) обусловлены наличием в разряде постоянной составляющей плотности тока $\bar{j} \neq 0$. Действительно, как уже отмечалось (см. сноску 3), в симметричном ВЧ разряде, когда $\bar{j} = 0$, малая локальная неоднородность вызывает возникновение в устойчивой плазме статических страт, затухающих при удалении от неоднородности. Если же среднее значение $\bar{j}$ плотности тока в плазме отлично от нуля, то к джоулевой мощности, поглощаемой в разряде, добавляется величина $\bar{j}E_A$, где



Форма статических страт в несимметричном ВЧ разряде (*а*) и в разряде постоянного тока (*б*). Неоднородность расположена в точке $x = 0$.

$$E_A = -\frac{T}{en}\frac{\partial n}{\partial x} - \frac{1+a}{e}\frac{\partial I}{\partial x}$$

— амбиполярное поле. Это вызывает дополнительный разогрев электронов на левой стенке страты, что приводит к смещению минимума электронной температуры в центре каждой страты вправо (в направлении анода). Соответственно максимумы электронной концентрации смещаются влево, в сторону более высокой электронной температуры.[4] Поскольку положение неоднородности фиксировано, то это приводит к уменьшению расстояния между стратами со стороны анода и его увеличению с противоположной стороны. Соответственно расстояние между статическими стратами вблизи от неоднородности отличается от длины волны $\mathcal{L}_0 \sim \sqrt{lL}$ критических возмущений плазмы в точке неустойчивости однородного состояния тем сильнее, чем больше величина постоянной составляющей плотности тока $\bar{J}$. По этой причине период статических страт в разряде постоянного тока, который, согласно (12), составляет величину порядка $(l^2L)^{1/3}$, оказывается меньше, чем характерная длина волны $\mathcal{L}_0$ бегущих страт вблизи границы их возбуждения. Этот результат подтверждается в эксперименте [3].

2.2.Проведем теперь сравнение условий возникновения статических и бегущих страт. Выберем в качестве критерия существования статических страт условие, что амплитуда соседних страт отличается менее чем на порядок. Используя для приближенного определения величин γ_1 и $\varkappa_1$ соотношения (10), получим, что в слабонесимметричном ВЧ разряде ($\nu \ll 1$) страты вблизи неоднородности возникают при условии

$$\xi \simeq \frac{\partial \ln \nu_i}{\partial \ln n} \geq 1.6\varepsilon\sqrt{A} + 0.4\frac{\beta^2\nu^2}{A}. \tag{15}$$

В газовом разряде частота ионизации газа ν_i является, как правило, возрастающей функцией концентрации электронов, т.е. $\xi > 0$ [1]. Поэтому условие (15) спонтанного возникновения статических страт у малой неоднородности разряда может быть выполнено в широком диапазоне токов. Устойчивость же однородного состояния несимметричного ВЧ разряда нарушается при более высоких значениях ξ (см. Приложение)

$$\xi \geq 2\varepsilon\sqrt{A} + \frac{\beta^2\nu^2}{16A}. \tag{16}$$

Другими словами, в таком разряде статические страты действительно возникают в области устойчивости плазмы.

[4]Фактически этот механизм приводит к сносу критических возмущений плазмы на границе устойчивости однородного состояния и возникновению бегущих страт.

Условие существования статических страт в разряде постоянного тока можно получить, используя соотношения (12),

$$\xi \geq (\beta \nu \varepsilon)^{2/3} . \tag{17}$$

Сопоставляя это неравенство с известным условием возбуждения бегущих страт в разряде постоянного тока [1, 5]

$$\xi \geq 2(2|q'_T|^{1/2}\varepsilon , \tag{18}$$

найдем, что при $\varepsilon \ll 1$ данное условие оказывается более мягким, чем (17). Подчеркнем, что критерий (18) справедлив при больших токах разряда, когда время жизни метастабильных атомов τ_m существенно меньше диффузионного времени жизни электронов τ_d [1, 3]. В этих условиях, согласно (17), (18), статические страты малой амплитуды, как правило, не должны возникать. Именно такая ситуация и наблюдается на эксперименте в разряде газов [3, 8].

Напротив, при относительно малых токах разряда, когда инерционность ступенчатой ионизации становится существенной, т.е. $\tau_m > \tau_d$, условие возбуждения бегущих страт (18) следует заменить на [9]

$$\xi \geq 3\left(\frac{1}{4}\eta_T P_T\right)^{1/3} \varepsilon^{2/3} , \tag{19}$$

где $\eta_T \simeq P_T \simeq \left|q'_T\right|$.

Из сравнения (17) и (19) следует, что статические затухания по направлению к аноду страты при относительно малых токах разряда действительно могут спонтанно возникать вблизи малой неоднородности в устойчивой однородной плазме. Такая ситуация часто и наблюдается в эксперименте, где роль неоднородности могут играть местное сужение или расширение газоразрядной трубки, различного рода зонды и т.д.

Следует отметить, что в условиях, когда отношение $\varepsilon = \frac{l}{L}$ не является малым, разряд может быть устойчив относительно возбуждения бегущих страт. В этом случае как при малых, так и при больших токах разряда будут существовать только статические страты. По-видимому, именно такая ситуация реализуется в разряде молекулярных газов, где благодаря большой величине неупругих потерь длина релаксации энергии электронов L существенно меньше, чем в инертных газах.

В заключение отметим возможные особенности эволюции статических страт в достаточно протяженной газоразрядной трубке. При изменении тока разряда I однородное состояние плазмы вдали от области существования статических страт может оказаться неустойчивым и спонтанно возникнут бегущие страты. В результате нелинейного взаимодействия ранее существовавших вблизи неоднородности статических и возникших бегущих страт возможны следующие нелинейные эффекты: а) в одной области разряда существуют статические, а в другой бегущие страты; б) наличие статических страт приводит к “остановке” бегущих страт, т.е. во всей области разряда возникают практически не затухающие по амплитуде статические страты.

Приложение

Целью приложения является вывод условия неустойчивости однородного состояния слабонесимметричного ВЧ разряда (16). Для этого запишем дисперсионное уравнение, соответствующее системе (3), (4),

$$-i\omega(\varepsilon^2 Q'_T + \frac{3}{2}ik\varepsilon\nu + k^2) + k^4 + ik^3\varepsilon\nu\alpha - \xi k^2 - ik\varepsilon\nu\beta + \varepsilon^2 A = 0 , \tag{20}$$

где параметры ξ, α, β, A определяются соотношениями (8).

В симметричном ВЧ разряде, где $\bar{j} = 0$ и соответственно $\nu = 0$, условие неустойчивости однородного состояния и волновое число критических возмущений имеют вид

$$\xi \geq 2\varepsilon\sqrt{A}\ ,\ \omega = 0,\ k_0^2 = \varepsilon\sqrt{A}\ .$$

При наличии малой постоянной составляющей плотности тока $\bar{j}$, когда параметр $\nu << 1$, для определения условий неустойчивости уравнение (20) разложим в ряд по малым отклонениям $\Delta k = k - k_0$, $\Delta\xi = \xi - 2\varepsilon\sqrt{A}$. Полагая $\Delta k \sim \nu$, $\omega \sim \nu$ и удерживая члены порядка ν^2, придем к уравнению

$$\Delta k^2 + b\Delta k + c = 0\ , \tag{21}$$

где

$$b = \frac{i}{4k_0^2}(-2\omega k_0 + 3k_0^2\varepsilon\nu\alpha - \varepsilon\nu\beta)\ ,$$

$$c = \frac{1}{4k_0^2}[-\Delta\xi k_0^2 + \omega k_0\varepsilon\nu\alpha + i(-k_0\varepsilon\nu\beta + k_0^3\varepsilon\nu\alpha - \omega\varepsilon^2 Q'_T - \omega k_0^2)]\ .$$

Плазменный столб в реальном разряде всегда имеет конечную длину, поэтому для возбуждения бегущих страт необходимо выполнение условий глобальной неустойчивости [10]. Такая неустойчивость наступает при совпадении мнимых частей двух корней дисперсионного уравнения, отвечающих усиливающейся и затухающей волнам. Согласно (21), это условие выполняется при обращении в нуль детерминанта $b^2 - 4c$. Отсюда следует условие возбуждения бегущих страт (16). Частота таких страт на границе возбуждения задается соотношением

$$\omega = \frac{\varepsilon\beta\nu}{k_0} + 0(\nu^2)\ .$$

Следует отметить, что при обращении в нуль детерминанта уравнения (21) сливаются два корня дисперсионного уравнения (20), поэтому в случае $\bar{j} << (\overline{j^2})^{1/2}$ практически совпадают условия глобальной и абсолютной неустойчивости разряда.

Список литературы

[1] *Недоспасов А. В.* // УФН. 1968. Т. 94. № 3. С. 439—462.
[2] *Пекарек Л.* // УФН. 1968. Т. 94. № 3. С. 463—500.
[3] *Ланда П. С., Мискинова Н. А., Пономарев Ю. В.* // УФН. 1980. Т. 132. № 4. С. 601—637.
[4] *Ланда П. С., Мискинова Н. А., Пономарев Ю. В.* // РиЭ. 1980. Т. 25. № 4. С. 785—791.
[5] *Кернер Б. С., Осипов В. В.* // РиЭ. 1983. Т. 28. № 1. С. 132—142.
[6] *Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
[7] *Кернер Б. С., Осипов В. В., Шнейдер М. Н.* // РиЭ. 1987. Т. 32. № 9. С. 1909—1914.
[8] *Ruzicka T.* // Czech. Phys. B. 1968. Vol. 18. N 5. P. 928—934.
[9] *Ланда П. С., Пономарев Ю. В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 10. С. 1265—1275.
[10] *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.

Научно-производственное объединение
"Астрофизика"
Москва

Поступило в Редакцию
2 ноября 1990 г.
В окончательной редакции
13 марта 1991 г.