

6. Бычков Ю. И., Генкин С. А., Королев Ю. Д., Крейдель Ю. Е., Месяц Г. А., Филонов А. Г. Характеристики объемного разряда, возбуждаемого пучком электронов длительностью 10^{-5} с.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, вып. 2.
7. Данцер А. А., Феоктистов В. А. Снижение пробивного напряжения газа при действии импульсного ионизирующего излучения.— ПМТФ, 1973, № 6.
8. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А., Поталицын Ю. Ф. Разряд в газе высокого давления, инициируемый пучком быстрых электронов.— ПМТФ, 1971, № 6.
9. Александров Н. Л., Кончаков А. М., Сон Э. Е. Функция распределения электронов и кинетические коэффициенты азотной плазмы.— «Физика плазмы», 1978, т. 4, вып. 1.

УДК 533.951

ВОЗНИКНОВЕНИЕ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОГО РЕЖИМА (МАГНИТНЫЕ СТРАТЫ) В НЕРАВНОВЕСНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

В. М. Зубцов, О. А. Синкевич, В. Т. Чукова

(Иркутск, Москва)

Приводятся количественные расчеты нелинейного решения задачи о развитии ионизационной неустойчивости в ограниченной области [1], выполненные методом Ляпунова — Шмидта [2]. Рассчитана амплитуда автоколебаний, выделены области жесткого и мягкого режимов потери устойчивости, построено распределение плотности электронов и электрического тока по поперечному сечению канала для мягкого режима потери устойчивости — нелинейных магнитных страт. Обсуждается топология страт в закритической области. Показано, что максимум амплитуды установившейся волны не соответствует той волне, которая первой потеряла устойчивость. Полученные результаты используются для качественного анализа экспериментальных результатов с неравновесной замагниченной плазмой в магнитном поле (существование колебаний на малых длинах волн в режиме полной ионизации присадки).

1. Рассмотрим поведение неравновесной замагниченной плазмы в области, ограниченной двумя непроводящими стенками $x = 0$ и $x = b$, безграничными в направлении y . Вектор индукции магнитного поля направлен по оси z . Предположим, что параметры тяжелых частиц (атомов и ионов) не зависят от координат и времени, а время установления ионизационного равновесия значительно меньше характерного времени задачи. Магнитное число Рейнольдса будем считать малым, эффектами излучения пренебрегаем. С учетом этих предположений система уравнений, описывающих состояние среды, приводится к безразмерной системе n уравнений в частных производных относительно потенциала Φ_n и концентрации электронов Θ_n [1]. Система решается методом разложения в ряд по малому параметру надкритичности $\varepsilon = (\Omega - \Omega^-)/\Omega^-$. В нулевом приближении ($n = 0$) система имеет вид

$$(1.1) \quad L_{11}^0 \Phi_0 + L_{12}^0 \Theta_0 = 0, \quad L_{21}^0 \Phi_0 + L_{22}^0 \Theta_0 = 0$$

с граничными условиями (см. [3])

$$(1.2) \quad \Phi_0(0, Y) = \Phi_0(1, Y) = 0, \quad \Theta_0(0, Y) = \Theta_0(1, Y) = 0,$$

где $L_{11}^0 = \frac{d^2}{dx^2} - k_y^2$; $L_{12}^0 = -a_1 \frac{d}{dx} - ik_y \Omega^-$;

$$L_{21}^0 = 2 \frac{d}{dx}; \quad L_{22}^0 = -\Lambda L_{11}^0 + f_1; \quad Y = y + W_0 t;$$

Λ — малый параметр; Ω^- — критический параметр Холла; k — волновой вектор; a_1, f_1 — постоянные коэффициенты [1, 4].

Решение системы (1.1) с граничными условиями (1.2) может быть представлено в виде

$$(1.3) \quad \begin{aligned} \Phi_0(x, Y) &= \alpha \left[\varphi(x) e^{ik_y Y} + \varphi^*(x) e^{-ik_y Y} \right], \\ \Theta_0(x, Y) &= \alpha \left[\Theta(x) e^{ik_y Y} + \Theta^*(x) e^{-ik_y Y} \right], \end{aligned}$$

где α — неизвестная амплитуда автоколебаний, величина которой находится из последующих приближений, * означает комплексно-сопряженную величину.

На фиг. 1,2 приведены картины линий уровня функций $\Phi_0(x, Y)$ и $\Theta_0(x, Y)$. Надо заметить, что линии уровня функций $\Phi_0(x, Y)$ являются линиями тока возмущенного состояния, которое накладывается на основной фон (однородное и стационарное решение), поэтому на фиг. 1 стрелкой указано направление тока.

Из нулевого приближения удается найти простую формулу для расчета нейтральной кривой $\Omega^-(k_y) : \text{Im}(W_0) = 0$ и $\text{Re}(W_0) = U$, что соответствует движению страт со скоростью, вычисленной в работе [5], где указывается на совпадение этой скорости с полученной в экспериментах.

Подставив действительную (или мнимую) часть (1.3) в (1.1), получим однородную систему уравнений относительно амплитуд, условие нетривиальной совместности которой

$$(1.4) \quad \Lambda k_x^4 + (2\Lambda k_y^2 + f_1 + 2a_1) k_x^2 + 2\Omega^- k_y k_x + k_y^2 (\Lambda k_y^2 + f_1) = 0$$

имеет четыре корня k_{xj} , так как общее решение (1.1) содержит четыре произвольных постоянных. Подставляя это решение в граничные условия, получим однородную систему уравнений для определения произвольных постоянных, условие нетривиальной совместности которой имеет вид

$$(1.5) \quad \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ e^{ik_{x1}} & e^{ik_{x2}} & e^{ik_{x3}} & e^{ik_{x4}} \\ \kappa_1 & \kappa_2 & \kappa_3 & \kappa_4 \\ \kappa_1 e^{ik_{x1}} & \kappa_2 e^{ik_{x2}} & \kappa_3 e^{ik_{x3}} & \kappa_4 e^{ik_{x4}} \end{vmatrix}$$

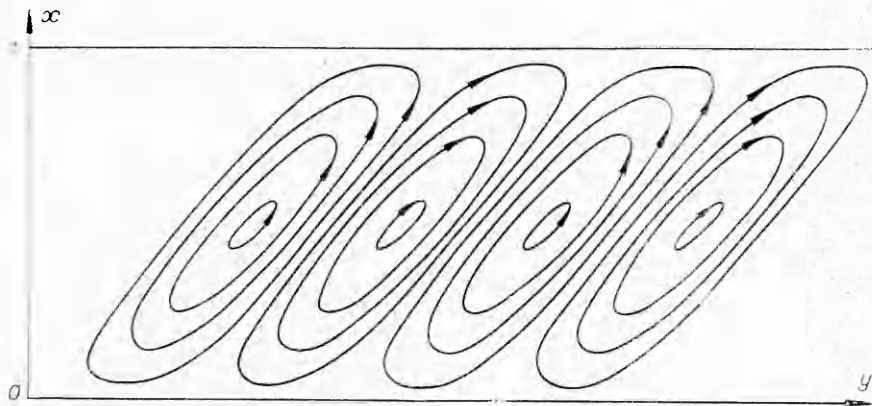
Здесь

$$(1.6) \quad \kappa_j(k_{xj}) = - \frac{2ik_{xj}}{\Lambda(k_{xj}^2 + k_{yj}^2) + f_1},$$

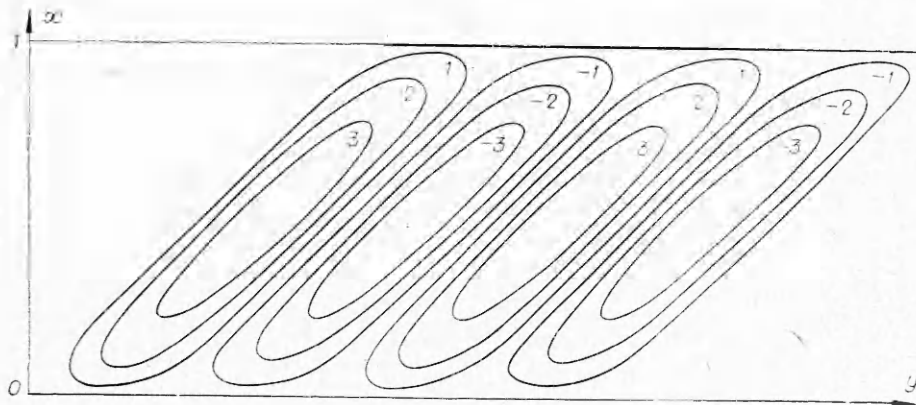
(1.5) служит для определения критического параметра Холла Ω^- .

Исследуем характер корней уравнения (1.4), используя теорему Штурма [6] и считая все коэффициенты (1.4) положительными. Вычисления величин a_1 и f_1 для инертных газов с легкоионизирующейся присадкой показывают, что при достаточно большом отрыве температуры это предположение всегда справедливо. Система Штурма для многочлена $\tau(k_x)$, стоящего в левой части уравнения (1.4), имеет вид

$$(1.7) \quad \begin{aligned} \tau_0 &= g_0 k_x^4 + g_2 k_x^2 + g_3 k_x + g_4, \\ \tau_1 &= 4g_0 k_x^2 + 2g_2 k_x + g_3, \end{aligned}$$



Ф и г. 1



Ф и г. 2

$$\tau_2 = -\frac{1}{2} g_2 h_x^2 - \frac{3}{4} g_3 h_x - g_4,$$

$$\tau_3 = -h_1 h_x - h_2, \quad \tau_4 = \left(g_2 \frac{h_2}{h_1} - \frac{3}{4} g_3 \right) \frac{h_2}{h_1} + g_4,$$

где $g_0 = \Lambda$; $g_2 = 2\Lambda k_y^2 + f_1 + 2a_1$; $g_3 = 2\Omega - k_y$; $g_4 = k_y^2 (\Lambda k_y^2 + f_1)$; $h_1 = 2g_2 - 8g_0 g_4 / g_2 + 9g_0 g_3^2 / g_2^2$; $h_3 = g_3 + 12g_0 g_3 g_4 / g_2^2$.

Можно показать, что $h_1 > 0$. Анализ коэффициентов при старших членах системы Штурма (1.7) приводит к выводу о том, что наличие действительных корней уравнения (1.4) определяется знаком τ_4 . Уравнение

$$(1.8) \quad \tau_4 = \left(g_2 \frac{h_2}{h_1} - \frac{3}{4} g_3 \right) \frac{h_2}{h_1} + g_4 = 0$$

определяет некоторую кривую $\Omega_0^-(k_y)$. При $\Omega^- < \Omega_0^-$ (1.4) не имеет действительных корней, при $\Omega^- > \Omega_0^-$ (1.4) имеет два действительных и два комплексных корня.

Рассмотрим случай $\Omega^- > \Omega_0^-$. Пользуясь формулами Виетта, корни уравнения (1.4) можно представить в виде

$$(1.9) \quad k_{x1} = -c - ir, \quad k_{x2} = -c + ir, \quad k_{x3} = c + q, \quad k_{x4} = c - q,$$

где c, r, q вещественны и положительны. Для комплексных корней выполняются равенства

$$(1.10) \quad \kappa_{1r} = -\kappa_{2r}, \quad \kappa_{1i} = \kappa_{2i}.$$

Нижними индексами r и i в (1.10) обозначены действительная и мнимая части соответствующих величин.

Уравнение (1.5) может быть записано в виде

$$(1.11) \quad (\kappa_1 \kappa_4 + \kappa_2 \kappa_3) \left[e^{i(k_{x3} + k_{x4})} + e^{i(k_{x1} + k_{x2})} - e^{i(k_{x2} + k_{x4})} - e^{i(k_{x1} + k_{x3})} \right] + \\ + (\kappa_1 \kappa_2 + \kappa_3 \kappa_4) \left[e^{i(k_{x2} + k_{x4})} + e^{i(k_{x1} + k_{x3})} - e^{i(k_{x2} + k_{x3})} - e^{i(k_{x1} + k_{x4})} \right] + \\ + (\kappa_1 \kappa_3 + \kappa_2 \kappa_4) \left[e^{i(k_{x2} + k_{x3})} + e^{i(k_{x1} + k_{x4})} - e^{i(k_{x3} + k_{x4})} - e^{i(k_{x1} + k_{x2})} \right] = 0.$$

Используя (1.9), (1.10), можно показать, что левая часть равенства (1.11) чисто мнима и (1.11) имеет вид

$$(1.12) \quad 2\kappa_{1r}(\kappa_{4i} - \kappa_{3i}) \cos(2c) - [\kappa_{1r}^2 + \kappa_{1i}^2 + \kappa_{3i}\kappa_{4i} - \kappa_{1i}(\kappa_{3i} + \kappa_{4i})] \times \\ \times (e^r - e^{-r}) \sin q - \kappa_{1r}(\kappa_{4i} - \kappa_{3i}) \cdot (e^r + e^{-r}) \cos q = 0.$$

Для любого значения k_y (1.12) имеет бесконечное число решений: $\Omega_0^-(k_y) < \Omega_1^-(k_y) < \Omega_2^-(k_y) < \dots$ ($\Omega_0^-(k_y)$ является решением (1.12) за счет того, что при этом совпадают два действительных корня (1.4), следовательно, $q = 0$ и $\kappa_{4i} = \kappa_{3i}$). Это означает, что для любого k_y существует бесконечное множество решений с различными инкрементами нарастания, для m -го решения инкремент равен нулю при $\Omega_c = \Omega_m^-$ и больше нуля при $\Omega_0 > \Omega_m^-$.

Рассмотрим случай $\Omega^- < \Omega_0^-$. При этом корни (1.4) можно представить в виде

$$(1.13) \quad k_{x1} = -c - ir, \quad k_{x2} = -c + ir, \quad k_{x3} = c + i\mu, \quad k_{x4} = c - i\mu,$$

где c, r, μ вещественны и положительны. Аналогично (1.10) выполняются равенства

$$(1.14) \quad \kappa_{2r} = -\kappa_{1r}, \quad \kappa_{4r} = -\kappa_{3r}, \quad \kappa_{2i} = \kappa_{1i}, \quad \kappa_{4i} = \kappa_{3i}.$$

Используя (1.12), (1.14), можно показать, что левая часть равенства (1.11) вещественна:

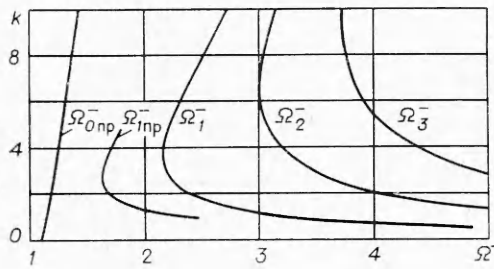
$$(1.15) \quad -8\kappa_{1r}\kappa_{3r} \cos(2c) + (\kappa_{1r}^2 + \kappa_{1i}^2 + \kappa_{3i}^2 - 2\kappa_{1i}\kappa_{3i}) (e^r - e^{-r}) (e^\mu - e^{-\mu}) + \\ + 2\kappa_{1r}\kappa_{3r} (e^r + e^{-r}) (e^\mu + e^{-\mu}) = 0.$$

Расчеты показывают, что уравнение (1.15) не имеет решений в области $\Omega^- < \Omega_0^-$.

Исследование решения, инкремент нарастания которого обращается в нуль при $\Omega^- = \Omega_0^-$, приводит к выводу, что оно должно отбрасываться, так как при этом совпадают два корня (1.14).

Таким образом, нейтральной кривой, отделяющей область устойчивости от области неустойчивости, является $\Omega_1^-(k_y)$.

На фиг. 3 приведены результаты расчета нейтральных кривых первой моды Ω_1^- , второй Ω_2^- , третьей Ω_3^- и зависимость $\Omega_0^-(k_y)$. Для сравнения



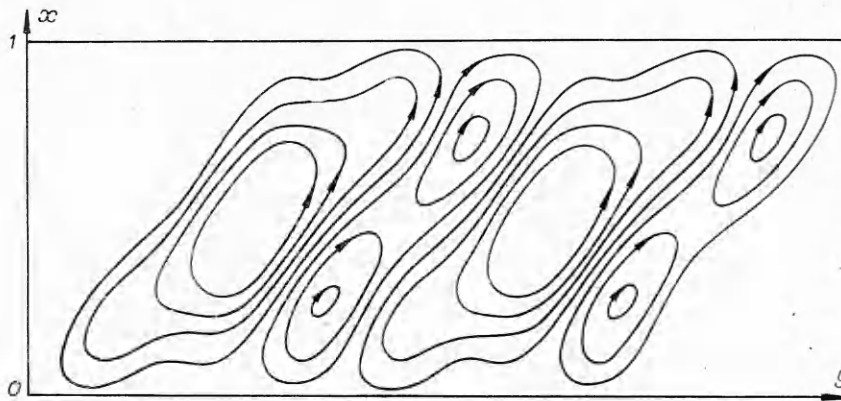
Фиг. 3

там же приведена нейтральная кривая первой моды ($m = 1$), рассчитанная по приближенной формуле [1]

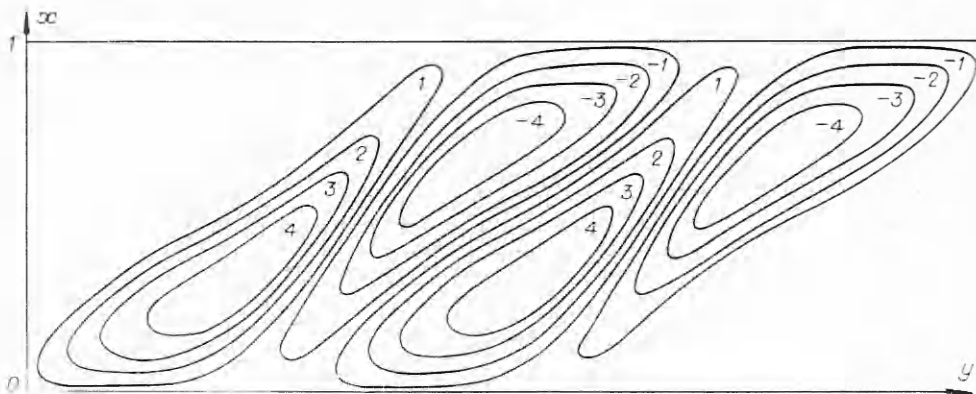
$$(1.16) \quad (\Omega_{k_y}^-)^2 - k_y^2 (2\Lambda k_y^2 + f_1 + 2a_1)(\Lambda k_y^2 + f_1) = (\pi m)^2 (2\Lambda k_y^2 + f_1 + 2a_1)^2,$$

которую можно получить из (1.12), используя факт наличия малого параметра Λ . Расчеты проведены для плазмы $\text{Ar} + 2,3 \cdot 10^{-5} \text{Cs}$, давление $p = 1 \text{ кг/см}^2$, $T_a = 1500 \text{ К}$, $T_e = 3200 \text{ К}$, $\Lambda = 0,5 \cdot 10^{-1}$. Коэффициенты a_1 и f_1 рассчитывались с помощью экспериментальных зависимостей, приведенных в [7]. Сравнение нейтральных кривых, рассчитанных с помощью формул (1.12), (1.16), показывает, что расхождение может быть значительным.

2. Для решения нелинейной задачи необходимо найти следующие приближения $n \geq 1$. Значения Φ_1 и Θ_1 отыскиваются из приближения $n = 1$ по методике, изложенной в [1]. На фиг. 4, 5 приведены качествен-



Фиг. 4



Фиг. 5

ные картины линий уровня функций $\Phi = \varepsilon\Phi_0 + \varepsilon^2\Phi_1$ и $\Theta = 1 + \varepsilon\Theta_0 + \varepsilon^2\Theta_1$ (ε — параметр надкритичности, $\varepsilon^2 = \Omega^- + \Omega$), полученные на основании расчетов функций $\Phi_0, \Theta_0, \Phi_1, \Theta_1$. Рассчитанная область повышенной концентрации электронов (фиг. 5) имеет ту же форму, что и светящаяся область разряда в экспериментах [8,9], соответствующих принятым в данной работе допущениям. Обращает на себя внимание наличие замкнутых линий возмущенного тока с характерным размером, вдвое меньшим ширины канала b (фиг. 4).

На следующем шаге ($n = 2$) можно рассчитать амплитуду автоколебаний α^2 . В [1] приводится приближенная формула для α^2 . На основании описанной в [1] методики получена точная формула для α^2 , которая имеет весьма громоздкий вид. Сравнение результатов расчетов α^2 по точной и приближенной формулам показало, что приближенная формула качественно верно описывает поведение амплитуды автоколебаний для $k \geq 1,5$. Однако для построения автоколебательного режима оказывается необходимым исследовать именно поведение α^2 от k при больших длинах волн (малых k). Как показали расчеты, в области значений k от нуля до $\sim 1,5$ $\alpha^2 > 0$, с увеличением k амплитуда меняет знак. Важно зафиксировать максимум положительного значения, так как при этом значении обращается в нуль декремент нелинейных колебаний. Расчет амплитуды автоколебаний позволяет выделить области мягкого и жесткого режимов потери устойчивости. Исследование характера потери устойчивости является важным для выявления дальнейшего поведения плазмы.

По точной формуле α^2 (которая является громоздкой и поэтому здесь не приводится) выполнены расчеты автоколебательного режима для плазмы аргона с присадкой легкоионизирующегося компонента — цезия. Расчеты проводились в интервале температур электронов от 200 до 6000 К и значений долей присадки от 10^{-2} до 10^{-5} . Результаты расчетов приводятся на фиг. 6.

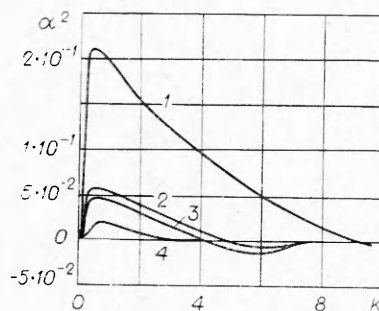
При $\alpha^2 > 0$ имеет место мягкий режим потери устойчивости, при $\alpha^2 < 0$ — жесткий режим. Точка k^+ соответствует $\alpha^2 = 0$, т. е. переходу от мягкого к жесткому режиму потери устойчивости.

Кривые 1 и 3 фиг. 6 рассчитаны для $T = 3000$ К, $\Lambda = 10^{-3}$, но для различных долей присадки Cs: 1 — $\delta = 10^{-5}$, 3 — $\delta = 10^{-2}$. Из сравнения зависимостей $\alpha^2(k)$ для различных долей присадки видно, что уменьшение δ сдвигает точку k^+ в область меньших длин волн (больших k), при этом максимум амплитуды существенно возрастает.

Кривые 4 и 1 фиг. 6 рассчитаны для $\delta = 10^{-5}$, $\Lambda = 10^{-3}$, но для различных температур: 4 — 2000 К, 1 — 3000 К. Сравнение кривых 4 и 1 показывает, что увеличение температуры существенно влияет на ход зависимости $\alpha^2(k)$: максимум амплитуды возрастает, точка перехода (k^+, Ω^+), соответствующая $\alpha^2 = 0$, сдвигается в область больших k .

Сравним кривые 2 и 3, рассчитанные для $T = 3000$ К, $\delta = 10^{-2}$, но для различных Λ : 2 — $\Lambda = 10^{-2}$, 3 — $\Lambda = 10^{-3}$. Из расчетов видно, что изменение теплопроводности (малого параметра) в указанном диапазоне слабо влияет на амплитуду возмущений.

Уменьшение доли присадки или увеличение температуры (или оба фактора одновременно) ведут как к увеличению Ω^+ , так и к росту максимума α^2 и сдвигают точку k^+ перехода от мягкого к жестко-



Фиг. 6

му режиму потери устойчивости в область больших значений числа k (малых длин волн).

При мягком режиме потери устойчивости возникают автоколебания, соответствующие магнитным стратам, наблюдавшимся в экспериментах [9]. Вопрос о выборе амплитуды установившейся волны представляет собой самостоятельную задачу, так как $\alpha^2 > 0$ для целого интервала длин волн при мягком режиме потери устойчивости. Видимо, в некоторых случаях амплитуда установившейся волны зависит от вида начального возмущения. Амплитуда установившихся волн выбирается соответствующей α_{\max} , так как при этом значении обращается в нуль декремент нелинейных колебаний. Следует отметить, что длина волны, соответствующая установившейся амплитуде, не соответствует той волне, которая первой теряет устойчивость.

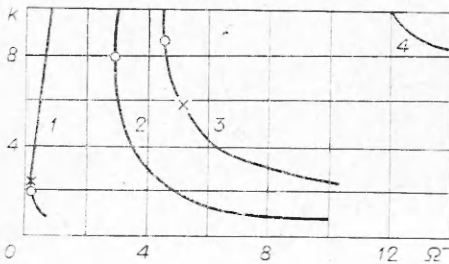
По-видимому, это объясняется тем, что в докритической области волны с минимальным линейным и нелинейным декрементами могут различаться. В линейном анализе устойчивости принимается во внимание лишь волна с линейным декрементом. В закритической области (декремент переходит в инкремент) основную роль начинает играть волна, соответствующая нелинейному инкременту, а не волна, которая первой потеряла устойчивость по линейному инкременту.

3. Изложенные выше методы расчетов нейтральных кривых и амплитуд автоколебаний можно использовать для качественного объяснения экспериментов [9 — 11]. В этих экспериментах исследовалась плазма $\text{Ag} + \text{Cs}$, помещенная между коаксиальными электродами. Размеры катода, анода и высоты электродов соответственно 13,38 и 40 мм. Доля присадки варьировалась от $0,5 \cdot 10^{-3}$ до $0,5 \cdot 10^{-4}$, а температура электронов от 2000 до 4000 К. Для геометрии эксперимента малый параметр Λ принимал значения от 10^{-3} до 10^{-2} , а волновое число k менялось от 1 до 10.

Расчеты были выполнены для температур: 2000 и 4000 К и значений доли присадки для каждой температуры: 10^{-3} , 10^{-4} , 10^{-5} .

На фиг. 7 приведены результаты расчетов нейтральных кривых: 1 — $T = 2000$ К, $\delta = 10^{-4}$; 2 — 4 — $T = 4000$ К и $\delta = 10^{-3}$, 10^{-4} , 10^{-5} соответственно. Как видно из фиг. 7, для условий экспериментов [9—11] с уменьшением доли присадки и с увеличением температуры плазма из области неустойчивости попадает в область устойчивости; область неустойчивости возникает при все больших значениях Ω^- , критическое значение параметра Холла сдвигается в область коротких длин волн.

Сравним нейтральные кривые 1 и 3 фиг. 7. Обе нейтральные кривые рассчитаны для $\delta = 10^{-4}$, но для различных температур: 1 — $T = 2000$ К и 3 — $T = 4000$ К. Крестиком помечены точки минимума $\Omega^-(k^-)$, крестиком — точки $k^+(\alpha^2 = 0)$. Сравнение показывает, что с увеличением температуры минимальное значение параметра Холла на нейтральной кривой из области мягкого режима переходит в область жесткого режима потери



Ф и г. 7

устойчивости (при $T = 2000$ К k^+ выше k^- , при $T = 4000$ К k^+ ниже k^- ; от $k = 0$ до $k + \alpha^2 > 0$, от k^+ и выше $\alpha^2 < 0$). Расчеты подтвердили, что увеличение температуры, приводящее к увеличению степени понижения присадки, ведет к расширению области устойчивости, особенно для больших длин волн.

В экспериментах [10,11] обнаружено, что в режиме полной ионизации присадки тем не менее наб-

людается насыщение эффективного параметра Холла. Было высказано предположение, что данный эффект может быть объяснен наличием гипотетической микромасштабной неоднородности, не улавливаемой приборами.

Но можно дать и другое объяснение отмеченному эффекту. По мере увеличения греющего тока (доля присадки и магнитное поле фиксированы) можно последовательно прийти из неустойчивой области с $\Omega_1 > \Omega^-$ в устойчивую, где $\Omega_1 < \Omega^-$ (Ω_1 — некоторое фиксированное значение параметра Холла).

Пусть $\Omega_1 > \Omega^-$, в плазме наблюдаются пульсации. По мере увеличения температуры (тока), как видно из фиг. 7, Ω^- сдвигается вправо и вверх от начала координат (в сторону больших значений как по величине критического значения параметра Холла, так и по величине волнового числа, соответствующего Ω^-).

Если до нагрева параметр Ω^- находился в области мягкого режима потери устойчивости, то при увеличении температуры Ω^- может оказаться в области жесткого режима потери устойчивости (в этом случае автоколебательный режим существует при $\Omega < \Omega^-$). В последнем случае, поскольку состояние полной ионизации присадки достигается переходом из неустойчивой области, пульсации сразу не исчезают. В этом состоянии, хотя температура соответствует полной ионизации присадки и соответствующий параметр Холла Ω_1 меньше критического Ω^- , могут существовать колебания, приводящие к насыщению эффективного параметра Холла. Не исключено, что характерные длины волн автоколебательного режима, который в этом случае может возникать в докритической области, не были зафиксированы в экспериментах [10, 11]. Если соответствующая физическая картина верна, результаты эксперимента будут зависеть от того, каким образом достигается режим полной ионизации присадки (имеет место гистерезис). Если режим полной ионизации присадки достигается из устойчивого состояния, в котором отсутствуют пульсации, эффективные параметры плазмы (проводимость, параметр Холла) должны совпадать с ламинарными. Если же режим полной ионизации присадки достигается из состояния, в котором существовали колебания, эффективные параметры, видимо, могут отличаться от ламинарных.

Конечно, для более детального сравнения расчетов и экспериментов [10, 11] необходимо проводить дополнительные расчеты с более точными значениями коэффициентов переноса.

Приведенные здесь результаты получены для малых значений параметра надкритичности, но, как показано в работе [12], даже при немалых значениях параметра надкритичности могут существовать ионизационные волны конечной амплитуды — магнитные страты. Лишь при превышении параметром Холла второго критического значения возникает режим ионизационной турбулентности. При мягком режиме потери устойчивости имеет место предложенная Ландау модель возникновения турбулентности. Как показывают более детальные исследования, магнитные страты могут существовать и при немалых значениях параметра надкритичности. При дальнейшем увеличении параметра надкритичности начинает развиваться модуляционная неустойчивость магнитных страт. При жестком режиме потери устойчивости следует учитывать взаимодействие волн между собой.

Поступила 28 IV 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Спнкевич О. А. О характере потери устойчивости в неравновесной замагниченной плазме. — ПММ, 1974, т. 38, вып. 4.
2. Юдович В. И. Возникновение автоколебаний в жидкости. — ПММ, 1971, т. 35, вып. 4.
3. Shioda S., Heruya I. Electrothermal instability with effects of electron thermal conduction and wall boundaries. — In: 12th Nat. Sympos. Engineering Aspects of MHD, Argonne, Illinois, USA, 1972. Рус. пер. — «Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы» (инф. бюл. ВИНТИ), 1973, т. 28, № 3.
4. Зубцов В. М., Спнкевич О. А. Развитие двух- и трехмерных возмущений в случае ионизационной неустойчивости в канале с непроводящими стенками. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 3.
5. Недоспасов А. В. Скорость ионизационных волн в низкотемпературной плазме. МГД-генераторы. — В кн.: Труды Международного симпозиума по производству электроэнергии с помощью МГД-генераторов. Т. 2. М., изд. Ин-та научной информации, 1969.
6. Курош А. Г. Курс высшей алгебры. М., «Наука», 1971.
7. Nakamura T. Stability of the nonequilibrium MHD plasma in the regime of fully ionized seed. — In: 12th Nat. Sympos. Engineering Aspects of MHD, Argonne, Illinois, USA, 1972. Рус. пер. — «Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы» (инф. бюл. ВИНТИ), 1973, т. 16, № 4.
8. Белоусов В. Н., Елисеев Б. В., Шипук И. Я. Ионизационная неустойчивость и турбулентная проводимость неравновесной плазмы. МГД-генераторы. — В кн.: Труды Международного симпозиума по производству электроэнергии с помощью МГД-генераторов. Т. 2. М., изд. Ин-та науч. информации, 1969.
9. Шипук И. Я., Пашкин С. В. Ионизационная неустойчивость плазмы в скрещенных полях. — Докл. АН СССР, 1967, т. 176, № 6.
10. Голубев В. С., Лебедев Ф. В. Исследование неоднородностей плазмы между коаксиальными электродами в магнитном поле. — ТВТ, 1973, т. 11, № 2.
11. Голубев В. С., Лебедев Ф. В. Влияние границ на ионизационную неустойчивость в разряде коаксиальной геометрии. — ТВТ, 1972, т. 10, № 3.
12. Спнкевич О. А. Ионизационные волны конечной амплитуды в частично ионизованной плазме. — ТВТ, 1975, т. 13, № 1.

УДК 533.95 : 538.4

**ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ
В ЕМКОСТНОМ НАКОПИТЕЛЕ ЭНЕРГИИ
НА ХАРАКТЕР ТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ В КОАКСИАЛЬНОМ
КАНАЛЕ**

Н. В. Белан, Л. П. Ковалевская, Н. А. Маштылев

(Харьков)

После изучения магнитогидродинамических течений, авторы работ [1—4] обнаружили сложную зависимость параметров плазмы от условий эксперимента и свойств изучаемых потоков. Математическое моделирование стационарного течения плазмы в коаксиальных каналах [5, 6] позволило установить особенности динамики потоков и проанализировать зависимость картины течения от параметров плазмы. Было показано, что через некоторый промежуток времени, соответствующий времени переходного процесса, в каждой точке канала устанавливаются неизменные во времени параметры плазмы, которые и определяют тот или иной вид течения. При анализе нестационарного ускорения плазмы [7—9] замечено неравномерное распределение параметров как в пространстве, так и во времени. Одной из причин сложной картины магнитогидродинамического