

руемой в плазме, находятся в качественном согласии с существующими представлениями о закономерностях рассеяния плазмой лазерного излучения как в линейном, так и нелинейном режиме.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 07-02-01407).

Литература

1. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н. и др. // Итоги науки и техники. Радиотехника. — М.: ВИНТИ, 1978. Т. 17.
2. Ананьин О. Б., Афанасьев Ю. В., Быковский Ю. А., Крохин О. Н. Лазерная плазма. Физика и применения. — М.: МИФИ, 2003.
3. Басов Н. Г., Михайлов Ю. А., Склизков Г. В., Федотов С. И. // Итоги науки и техники. Радиотехника. — М.: ВИНТИ, 1984. Т. 25.

4. Басов Н. Г., Захаренков Ю. А., Рупасов А. А. и др. Диагностика плотной плазмы. — М.: Наука, 1989.
5. Справочник по лазерной технике/ Под ред. А. П. Напартовича. — М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 476—494.
6. Журба Ю. И. Краткий справочник по фотографическим процессам и материалам. — М.: Искусство, 1990. С. 111.
7. Чибисов К. В. Общая фотография. — М.: Искусство, 1984. С. 433.
8. Васин Б. Л., Малькова С. В., Осипов М. В., Стародуб А. Н. и др.: Препринт ФИАН, № 19. — М.: РИИС ФИАН, 2007.
9. Fedotov S. I., Feoktistov L. P., Osipov M. V., Starodub A. N. // J. Russian Laser Research. 2004. № 25. P. 79—92.
10. Альберт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. — М.: Изд. АН СССР, 1960.
11. Крохин О. Н., Пустовалов В. В., Рупасов А. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. № 1. С. 47.
12. Басов Н. Г., Быченко В. Ю., Крохин О. Н. и др. // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 9. С. 1829.

Статья поступила в редакцию 24 марта 2008 г.

Method for recording the plasma-scattered laser radiation

M. V. Osipov, V. N. Puzyrev, A. T. Sahakyan, A. N. Starodub, S. I. Fedotov, A. A. Fronya
P. N. Lebedev Physics Institute, RAS, Moscow, Russia

G. L. Danielyan

A. M. Prokhorov's General Physics Institute, RAS, Moscow, Russia

A method is proposed and an optical scheme is developed for a system recording the scattered radiation within a wide range of angular and spectral intervals. The spectral and angular ranges studied in this work were $\Delta\lambda = 400\text{—}1900\text{ nm}$ and 90° , respectively. The method permits one to record energy of the scattered radiation starting from $8.4 \cdot 10^{-13}\text{ J}$, depending on a type of a recording element and length of a radiation wave. The proposed method had been used in the experiments, on the results of which the angular diagrams of the scattered radiation were plotted.

УДК 533.9

Особенности магнитогидродинамического тангенциального разрыва

В. Г. Кирцхалия, З. А. Кереселидзе, М. Е. Чоговадзе
Сухумский физико-технический институт

Рассмотрена задача влияния на устойчивость магнитогидродинамического (МГД) тангенциального разрыва (ТР) факторов сжимаемости и магнитной вязкости плазмы. Моделированы различные состояния по сторонам разрыва намагниченной электропроводящей среды в приближении нулевой толщины ТР. Полученные результаты объясняют существующие противоречия и представляют интерес для исследователей, занимающихся проблемами динамики плазмы.

Введение

Тангенциальный разрыв — весьма распространенное явление в природе. Особенно важную роль он играет в формировании геомагнитных процессов, связанных с обтеканием магнитосферы Земли

солнечным ветром. Задачи устойчивости МГД тангенциального разрыва стали актуальными со второй половины прошлого века, когда J. W. Dungey [1] высказал гипотезу о том, что короткопериодные геомагнитные колебания могут быть след-

ствием гидромагнитных неустойчивостей, возникающих при тангенциальных разрывах Кельвина–Гельмгольца на границе магнитосферы Земли.

Условие устойчивости МГД тангенциального разрыва для идеально проводящей несжимаемой плазмы было получено С. И. Сыроватским в 1953 г. [2]. Однако пренебрежение фактором сжимаемости для магнитосферной плазмы является весьма грубым приближением, в связи с чем многие ученые стали учитывать этот фактор.

Как показал анализ литературы, большинство из авторов решали эту задачу некорректно, и их результаты диаметрально противоречили условию С. И. Сыроватского. Впервые на это обстоятельство было указано в работе [3], где были вскрыты причины противоречий и указаны пути их устранения. Этой проблеме было посвящено еще несколько работ [4–7], однако не было получено аналитического условия устойчивости МГД тангенциального разрыва для сжимаемой плазмы.

В данной работе рассматривается наиболее общая задача с учетом сжимаемости и конечной проводимости плазмы и получены соответствующие аналитические условия устойчивости.

Постановка задачи

Рассмотрим двухмерную $\left(\frac{\partial}{\partial y} = 0\right)$ задачу устойчивости МГД тангенциального разрыва в общем случае, когда учитываются сжимаемость и конечная проводимость плазмы.

Пусть уравнением поверхности разрыва будет $z = 0$, полагая тем самым, что ширина разрыва бесконечно мала. Параметры плазмы, относящиеся к области $z > 0$, обозначим индексом “1”, а к области $z < 0$ — индексом “2”. Положим также, что невозмущенные значения равновесных величин: скоростей \vec{V}_{0i} , напряженностей магнитных полей \vec{H}_{0i} , плотностей ρ_{0i} и давлений P_{0i} ($i = 1; 2$) постоянные.

Система МГД-уравнений, описывающая движение плазмы во внешнем магнитном поле, имеет вид

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \nabla \vec{V} \right] = -\nabla \left(P + \frac{H^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} \vec{H} \nabla \vec{H} \quad \text{—}$$

уравнение движения;

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \vec{V} \nabla \vec{H} = \vec{H} \nabla \vec{V} - \vec{H} \nabla \vec{V} + v_M \Delta \vec{H} \quad \text{— уравнение индукции;} \quad (1)$$

$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{V} \nabla \rho = -\rho \nabla \vec{V}$ — уравнение неразрывности;

$\text{div} \vec{H} = 0$ — уравнение магнитного поля,

где $v_M = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$ — магнитная вязкость;

σ — проводимость.

Будем решать данную систему методом малых возмущений, т. е. предположим, что все равновесные МГД-величины испытывают малые возмущения.

$$\vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{v} \quad v_x, v_y, v_z; \quad \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h} \quad h_x, h_y, h_z; \\ P = P_0 + P'; \quad \rho = \rho_0 + \rho',$$

причем возмущения значений давления и плотности связаны уравнением состояния среды, т. е.

$$P' = C^2 \rho', \quad (2)$$

где C — скорость звука в среде.

Представляя все скалярные возмущения в виде плоской волны

$$f(x, z, t) = f(z) e^{i(kx - \omega t)} \quad (3)$$

и полагая, что стационарные векторные величины \vec{V}_0 и \vec{H}_0 направлены вдоль оси X , линеаризованная система уравнений (1) в совокупности с уравнением (2) дают следующую систему скалярных уравнений:

$$G\rho v_x = -ikP'; \quad (4)$$

$$G\rho v_y = -ik \frac{Hh_y}{4\pi}; \quad (5)$$

$$G\rho v_z = -\frac{dP'}{dz} - \frac{H}{4\pi} \frac{dh_x}{dz} + ik \frac{Hh_z}{4\pi}; \quad (6)$$

$$Gh_x = -H \frac{dv_z}{dz} + v_M \left(\frac{d^2}{dz^2} - k^2 \right) h_x; \quad (7)$$

$$Gh_y = ikHv_y + v_M \left(\frac{d^2}{dz^2} - k^2 \right) h_y; \quad (8)$$

$$Gh_z = ikHv_z + v_M \left(\frac{d^2}{dz^2} - k^2 \right) h_z; \quad (9)$$

$$G\rho' = -\rho \left(ikv_x + \frac{dv_z}{dz} \right); \quad (10)$$

$$ikh_x + \frac{dh_z}{dz} = 0; \quad (11)$$

$$P' = C^2 \rho'. \quad (12)$$

Заметим, что данная система записана для амплитуд возмущений, т. е. все неизвестные являют-

ся функциями только от z , при этом у стационарных величин опущен индекс "0". Буквой G обозначена величина

$$G = ik V - U_p ,$$

где $U_p = \omega / k$ — фазовая скорость возмущения.

Уравнения (5) и (8) системы (4)—(12) представляют собой независимую систему уравнений, а остальные уравнения дают связь между v_z и h_z в виде

$$\begin{aligned} \frac{d^2 v_z}{dz^2} - k^2 m^2 v_z = \\ = v_M \frac{iV_A^2}{H} \frac{km^2}{G^2 + k^2 V_A^2} \left(\frac{d^2}{dz^2} - k^2 \right)^2 h_z, \end{aligned} \quad (13)$$

где $V_A = H^2 / 4\pi\rho \frac{1}{2}$ — скорость Альвена;

m^2 — безразмерная величина, равная

$$\begin{aligned} m^2 = \frac{G^2 + k^2 V_A^2}{k^2} \frac{G^2 + k^2 C^2}{k^2 C^2 V_A^2 + G^2} = \\ = \frac{\left[V_A^2 - V - U_p \right]^2 \left[C^2 - V - U_p \right]^2}{\left[V_A^2 C^2 - V - U_p \right]^2 \left[V_A^2 + C^2 \right]} = \\ = 1 + \frac{V - U_p}{V_A^2 C^2 - V - U_p} \frac{V - U_p}{V_A^2 + C^2} = 1 + \varepsilon. \end{aligned} \quad (14)$$

Видно, что в несжимаемом случае ($C = \infty, m^2 = 1$) решение уравнения (13) для идеально проводящей плазмы ($v_M = 0$) имеет вид

$$\begin{cases} v_z(z) = v_z e^{\pm kmz} = v_z e^{\pm \chi z} \\ \chi = km. \end{cases}$$

Таким образом, при $v_M = 0$ амплитуды всех возмущений зависят от z по закону

$$f(z) = f e^{\pm \chi z}. \quad (15)$$

При $v_M \neq 0$ зависимость амплитуд от z будем искать в виде

$$\begin{cases} f(z) = f e^{\pm \chi z} \\ \chi_M = km \frac{1 + \alpha v_M}{1 + \alpha v_M} = \chi \frac{1 + \alpha v_M}{1 + \alpha v_M}, \end{cases} \quad (16)$$

после чего уравнение (13) принимает вид

$$\begin{aligned} \left[1 + \alpha v_M \right] v_z = \\ = i v_M k^3 \frac{H}{4\pi\rho} \frac{\left[m^2 \frac{1 + \alpha v_M}{1 + \alpha v_M} - 1 \right]^2}{G^2 + k^2 V_A^2} h_z. \end{aligned} \quad (17)$$

Выражая h_z через v_z с помощью уравнений (9) и (16), из (17) получим уравнение для $1 + \alpha v_M$ в виде

$$\begin{aligned} 1 + \alpha v_M \frac{1 + \alpha v_M}{1 + \alpha v_M} - 1 = \\ = v_M \frac{V_A^2 k^4 \left[m^2 \frac{1 + \alpha v_M}{1 + \alpha v_M} - 1 \right]^2}{G^2 + V_A^2 k^2 \left[G - v_M k^2 \left[m^2 \frac{1 + \alpha v_M}{1 + \alpha v_M} - 1 \right] \right]}. \end{aligned}$$

Однако $1 + \alpha v_M$ можно определить более простым способом. Совместное решение уравнений (5) и (8) с использованием (16) дает

$$m^2 \frac{1 + \alpha v_M}{1 + \alpha v_M} - 1 = \frac{G^2 + k^2 V_A^2}{G v_M k^2}. \quad (18)$$

В случае несжимаемой плазмы с малой магнитной вязкостью из (18) следует, что $G^2 + k^2 V_A^2 \sim v_M^2$. По соображениям размерности, коэффициент пропорциональности следует взять k^4 , и таким образом будем иметь

$$1 + \alpha v_M \frac{1 + \alpha v_M}{1 + \alpha v_M} - 1 = \frac{v_M k^2}{G} \Rightarrow 1 + \alpha v_M = \sqrt{1 - i \frac{v_M k}{V - U_p}}.$$

Обозначив $\frac{v_M k}{V - U_p} = \delta$, для χ_M найдем

$$\chi_M = km \left\{ \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \delta^2} \right)} - i \sqrt{\frac{1}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \delta^2} \right)} \right\}. \quad (19)$$

Получение обобщенного дисперсионного уравнения

Классические граничные условия на поверхности разрыва запишутся в виде

$$\begin{cases} \left(P_1 + \frac{H_1^2}{8\pi} \right) \Big|_{z=0} = \left(P_2 + \frac{H_2^2}{8\pi} \right) \Big|_{z=0}, \\ \xi_1 \Big|_{z=0} = \xi_2 \Big|_{z=0} \end{cases} \quad (20)$$

где ξ — смещение поверхности разрыва вдоль оси z .

Полагая $\xi = ae^{i kx - \omega t}$ и $v_z = \frac{d\xi}{dt} = G\xi$, линеаризованные условия (20) запишутся в виде

$$\begin{cases} \left(P_1' + \frac{H_1 h_{1x}}{4\pi} \right)_{z=0} = \left(P_2' + \frac{H_2 h_{2x}}{4\pi} \right)_{z=0}, \\ \left. \frac{v_{1z}}{G_1} \right|_{z=0} = \left. \frac{v_{2z}}{G_2} \right|_{z=0} \end{cases} \quad (21)$$

Потребуем, чтобы волны, генерируемые поверхностью разрыва, затухали при $z \rightarrow \pm\infty$ (поверхностные волны). Тогда, учитывая, что согласно (19) $\text{Re } \chi_{M_i} > 0$, следуя (16), амплитуды возмущений запишутся в виде

$$\begin{cases} f_1 z = f_1 e^{-\chi_{M_1} z} & z > 0, \\ f_2 z = f_2 e^{-\chi_{M_2} z} & z < 0. \end{cases} \quad (22)$$

С помощью системы уравнений (4)—(12) и (22) граничные условия (21) запишутся следующим образом:

$$\begin{cases} \rho_1 \chi_{M_1} \left[\frac{C_1^2 G_1}{G_1^2 + k^2 C_1^2} + \frac{V_{A1}^2}{G_1 - v_{M1} \chi_{M_1}^2 - k^2} \right] v_{1z} = \\ = -\rho_2 \chi_{M_2} \left[\frac{C_2^2 G_2}{G_2^2 + k^2 C_2^2} + \frac{V_{A2}^2}{G_2 - v_{M2} \chi_{M_2}^2 - k^2} \right] v_{2z}, \\ \frac{v_{1z}}{G_1} = \frac{v_{2z}}{G_2} \end{cases} \quad (23)$$

где v_{1z} и v_{2z} — постоянные коэффициенты.

Приравняв определитель системы (23) нулю и подставляя выражения G_i и χ_{M_i} из (13) и (16), получим обобщенное дисперсионное уравнение для МГД тангенциального разрыва в виде

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_1}{m_1} \left\{ \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \delta_1^2} \right)} A_1 + B_1 - \right. \\ & \left. - \sqrt{\frac{1}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \delta_1^2} \right)} \right\} A_1 - B_1 = \\ & = -\frac{\rho_2}{m_2} \left\{ \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \delta_2^2} \right)} A_2 + B_2 - \right. \\ & \left. - \sqrt{\frac{1}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \delta_2^2} \right)} \right\} A_2 - B_2, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\begin{cases} A_1 = \frac{\delta_1 m_1^2 - 1 \left[N_1 M_1 - m_1^2 c_1^2 V - U_p^2 \right] + 2m_1^2 \delta_1^2}{M_1 D_1}, \\ B_1 = \frac{1 + \delta_1^2 m_1^2 \left[N_1 M_1 + \delta_1^2 c_1^2 V - U_p^2 \right] + m_1^4 \delta_1^2}{M_1 D_1}, \\ A_2 = \frac{\delta_2 m_2^2 - 1 \left[N_2 M_2 - m_2^2 c_2^2 u_p^2 \right] + 2m_2^2 \delta_2^2}{M_2 D_2}, \\ B_2 = \frac{1 + \delta_2^2 m_2^2 \left[N_2 M_2 + \delta_2^2 c_2^2 u_p^2 \right] + m_2^4 \delta_2^2}{M_2 D_2}, \\ N_1 = V_{A1}^2 - V - U_p^2; \quad N_2 = V_{A2}^2 - U_p^2, \\ M_1 = C_1^2 - (V - U_p)^2; \quad M_2 = V_{A2}^2 - U_p^2, \\ D_1 = (m_1^2 \delta_1^2 + \delta_1^2 (m_1^2 - 1)) \\ D_2 = (m_2^2 \delta_2^2 + \delta_2^2 (m_2^2 - 1)) \end{cases} \quad (25)$$

Здесь полагаем, что $V_1 = V$ и $V_2 = 0$.

Аналитическое решение уравнения (24) невозможно, так как относительно U_p оно является уравнением выше четвертой степени, а для численного решения необходим предварительный анализ, что значительно упрощается в случае малой сжимаемости $m_i^2 = 1 + \varepsilon_i$; $|\varepsilon_i| < 1$ и большой, но конечной, проводимости ($\delta_i < 1$). В таком приближении следует пренебречь членами, пропорциональными δ_i^2 и $\delta_i(m_i^2 - 1)$, после чего из (25) получим

$$A_i = 0; \quad B_i = N_i; \quad D_i = 1 \quad (i = 1, 2),$$

а также

$$\sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \delta_i^2} \right)} + \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \delta_i^2} \right)} \approx 1 + \frac{1}{2} \delta_i.$$

Далее уравнение (24) примет вид

$$\frac{\rho_1}{m_1} N_2 \left(1 + \frac{1}{2} \delta_1 \right) = -\frac{\rho_2}{m_2} N_2 \left(1 + \frac{1}{2} \delta_2 \right). \quad (26)$$

Решение приближенного дисперсионного уравнения

Рассмотрим несколько случаев.

- Несжимаемая ($m_i = 1$) идеально проводящая ($\delta_i = 0$) плазма. В этих условиях из (26) получим уравнение

$$\frac{\rho_1 \left[V_{A1}^2 - V - U_p^2 \right]}{\rho_{21} V_{A2}^2 - U_p^2} = -1, \quad (27)$$

которое является квадратным уравнением относительно U_p и решение которого есть

$$U_p = \frac{\rho_1 V \pm \sqrt{\rho_1 + \rho_2 \rho_1 V_{A1}^2 + \rho_2 V_{A2}^2 - \rho_1 \rho_2 V^2}}{\rho_1 + \rho_2}. \quad (28)$$

При отрицательности дискриминанта уравнения (27) его корнями являются взаимосопряженные комплексные числа, для одного из которых $I_m U_p > 0$, что согласно (3) означает неустойчивость.

Таким образом, условие устойчивости есть не-отрицательность дискриминанта, т. е.

$$V^2 \leq \frac{\rho_1 + \rho_2 \rho_1 V_{A1}^2 + \rho_2 V_{A2}^2}{\rho_1 \rho_2} = \frac{\rho_1 + \rho_2}{4\pi \rho_1 \rho_2} H_1^2 + H_2^2. \quad (29)$$

Уравнение (29) является условием устойчивости С. И. Сыроватского [2] для идеально проводящей несжимаемой плазмы.

• Малосжимаемая ($|\varepsilon_i| < 1$) идеально проводящая ($\delta_i = 0$) плазма. В данном приближении уравнение (26) принимает вид

$$\frac{\rho_1 \left[V_{A1}^2 - V - U_p^2 \right]}{\rho_2 V_{A1}^2 - U_p^2} = -\frac{m_1}{m_2} = -1 + \Delta_c, \quad (30)$$

где

$$\Delta_c = \frac{1}{2} \varepsilon_2 - \varepsilon_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{U_p^4}{V_{A2}^2 C_2^2 - U_p^2 V_{A2}^2 + C_2^2} - \frac{V - U_p^4}{V_{A1}^2 C_1^2 - V - U_p^2 V_{A1}^2 + C_1^2} \right]. \quad (31)$$

Левые части уравнений (27) и (30) совпадают, а правые части отличаются на малую величину Δ_c , поэтому можно утверждать, что условием устойчивости тангенциального разрыва в данном случае является реальность корней уравнения (30). С дру-

гой стороны, как следует из (14), при реальности корней (30) m_i^2 — также реальные числа, которые могут быть как положительными, так и отрицательными. В случае их отрицательности m_i^2 — чисто мнимые числа, и исходя из (15) условие поверхности волн не соблюдается. Поэтому необходимо, чтобы $m_i^2 > 0$ ($i = 1, 2$).

Неравенство $m^2 > 0$ при $C > V_A$ равносильно следующим системам неравенств:

$$\begin{cases} V_A^2 - V - U_p^2 > 0 \\ C^2 - V - U_p^2 > 0 \\ C^2 V_A^2 - V - U_p^2 C^2 + V_A^2 > 0 \end{cases} \quad (32)$$

или

$$\begin{cases} V_A^2 - V - U_p^2 < 0 \\ C^2 - V - U_p^2 > 0 \\ C^2 V_A^2 - V - U_p^2 C^2 + V_A^2 < 0. \end{cases} \quad (33)$$

Решение системы (32) есть

$$U_p \in \left(V - \frac{V_A C}{\sqrt{C^2 + V_A}}; V + \frac{V_A C}{\sqrt{C^2 + V_A}} \right),$$

а системы (33) —

$$U_p \in V - C; V - V_A \cup V + V_A; V + C,$$

и, следовательно, общим решением неравенства $m^2 > 0$ будет

$$U_p \in V - C; V - V_A \cup \left(V - \frac{V_A C}{\sqrt{C^2 + V_A^2}}; V + \frac{V_A C}{\sqrt{C^2 + V_A^2}} \right) \cup V - V_A; V - C. \quad (34)$$

Известно [8], что средний интервал в (34) соответствует поперечным МГД-волнам Альвеновского типа, а боковые интервалы — продольным магнитозвуковым волнам.

Из требования $m_i^2 > 0$ ($i = 1, 2$) следует, что U_p должен принадлежать одновременно двум интервалам

$$\left\{ \begin{array}{l} U_p \in V - C_1; V - V_{A1} \cup \\ \cup \left(V - \frac{V_{A1}C_1}{\sqrt{C_1^2 + V_{A1}^2}}; V + \frac{V_{A1}C_1}{\sqrt{C_1^2 + V_{A1}^2}} \right) \cup \\ \cup V - V_{A1}; V - C_1; \\ U_p \in -C_2; -V_{A2} \cup \\ \cup \left(-\frac{V_{A2}C_2}{\sqrt{C_2^2 + V_{A2}^2}}; V + \frac{V_{A2}C_2}{\sqrt{C_2^2 + V_{A2}^2}} \right) \cup \\ \cup V_{A2}; C_2, \end{array} \right. \quad (35)$$

для этого необходимо, чтобы эти интервалы пересекались, что возможно при условии

$$V - C_1 \leq C_2 \Rightarrow V \leq C_1 + C_2. \quad (36)$$

Условие (36) определяет область применимости уравнения (30) и, очевидно, уравнения (24).

Необходимо отметить, что так как правая часть уравнения (30) — отрицательная величина, то для того чтобы у него были только реальные корни, левая его часть также должна быть отрицательной.

Пусть $V_{A1}^2 - V - U_p^2 > 0$ и $V_{A1}^2 - U_p^2 < 0$, тогда согласно (32) и (33) в области $z > 0$ генерируются поперечные МГД-волны Альвеновского типа, а в области $z < 0$ — продольные магнитозвуковые волны.

Таким образом, МГД тангенциальный разрыв может быть устойчивым лишь в том случае, если по разные стороны разрыва генерируются волны различной природы, а именно там, где напряженность магнитного поля больше — там поперечные волны, а где меньше — продольные.

Полагаем, что $H_1 > H_2$, и тогда согласно (35) корни уравнения (30) должны лежать в следующих интервалах:

$$U_p \in \left(V_{A2}; V + \frac{V_{A1}C_1}{\sqrt{C_1^2 + V_{A1}^2}} \right)$$

или

$$U_p \in \left(V - \frac{V_{A1}C_1}{\sqrt{C_1^2 + V_{A1}^2}}; C_2 \right),$$

что возможно, если

$$V_{A2} - \frac{V_{A1}C_1}{\sqrt{C_1^2 + V_{A1}^2}} < V < C_2 + \frac{V_{A1}C_1}{\sqrt{C_1^2 + V_{A1}^2}}. \quad (37)$$

Будем решать уравнение (30) методом возмущений, т. е. предположим $\Delta_c = \frac{1}{2} \varepsilon_2^0 - \varepsilon_1^0$, где $\varepsilon_i^0 = \varepsilon_i U_p^0$, а U_p^0 — один из корней уравнения (27).

Пусть $U_p^0 = V_0/2$, и тогда из (28) легко найдем

$$U_p^0 = \frac{V_0}{2} = \sqrt{\frac{\rho_1 V_{A1}^2 + \rho_2 V_{A2}^2}{\rho_1 + \rho_2}}. \quad (38)$$

Очевидно, что (38) согласуется с (37) и подтверждает правильность наших расчетов.

Подставляя (38) в (31) и пренебрегая V_{A1}^2 по отношению C_i^2 , получим

$$\Delta_c = -\frac{\rho_1 V_{A1}^2 + \rho_2 V_{A2}^2}{2 \rho_1 + \rho_2} \frac{1}{V_{A1}^2 - V_{A2}^2} \left(\frac{1}{\rho_1 C_1^2} + \frac{1}{\rho_2 C_2^2} \right) < 0,$$

ибо, по предположению, $V_{A1} > V_{A2}$.

Теперь уравнение (30) является квадратным уравнением, и аналогичные рассуждения для условия устойчивости дают

$$V_c^2 \leq \frac{\rho_1 + \rho_2}{4\pi\rho_1\rho_2} \frac{H_1^2 + H_2^2 + \Delta_c \rho_1 H_1^2 - \rho_2 H_2^2}{V_{A1}^2 - V_{A2}^2}. \quad (39)$$

В несжимаемом пределе ($\Delta_c = 0$) (39) совпадает с условием С. И. Сыроватского (29).

Рассмотрим разность квадратов критических скоростей, определяемых по формулам (29) и (39) со знаком равенства, при превышении которых возникают неустойчивости

$$\Delta V_{cr}^2 = V_{0.cr}^2 - V_{c.cr}^2 = -\Delta_c \frac{\rho_1 H_1^2 - \rho_2 H_2^2}{4\pi\rho_1\rho_2} > 0. \quad (40)$$

В обратном случае, когда $V_{A1} < V_{A2}$ $H_1 < H_2$, $\Delta_c > 0$, а $\rho_1 H_1^2 - \rho_2 H_2^2 < 0$, и, таким образом знак ΔV_{cr}^2 не меняется.

Положительность ΔV_{cr}^2 означает, что сжимаемость ведет к дестабилизации Т-Р, так как порог устойчивости по сравнению с несжимаемой плазмой снижается.

• Несжимаемая плазма ($m_i = 1$) с большой, но конечной проводимостью ($\delta_i < 1$).

В этом приближении (26) дает выражение

$$\frac{\rho_1 \left[V_{A1}^2 - V - U_p^2 \right]}{\rho_2 V_{A2}^2 - U_p^2} = -\frac{1 + \frac{1}{2}\delta_2}{1 + \frac{1}{2}\delta_1} = -1 + \Delta_M,$$

где $\Delta_M = \frac{1}{2} \delta_1 - \delta_2$.

По аналогии с предыдущим случаем для величин Δ_m получим

$$\begin{aligned} \Delta_M &= \frac{1}{2} \left(\frac{v_{M1} k_0}{V_0 - U_p^0} + \frac{v_{M2} k_0}{U_p^0} \right) = \frac{k_0}{V_0} v_{M1} + v_{M2} = \\ &= \frac{k_0}{2} \sqrt{\frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_1 V_{A1}^2 + \rho_2 V_{A2}^2}} v_{M1} + v_{M2} > 0, \end{aligned}$$

здесь k_0 — значение волнового числа при $U_p = U_p^0$.

Видно, что влияние магнитной вязкости ослабевает с ростом длины волны возмущения. Условие устойчивости выражается формулой (39) при замене Δ_c на Δ_M .

Разность критических скоростей также будет аналогична условию (40), где Δ_c следует заменить на Δ_M . Так как Δ_M — существенно положительное число, то при $H_1 > H_2$ будем иметь стабилизацию, а при $H_1 < H_2$ — дестабилизацию.

Таким образом, если напряженность магнитного поля в движущейся плазме больше, чем в покоящейся, конечная проводимость стабилизирует МГД тангенциальный разрыв, в противном случае — дестабилизирует.

- Малосжимаемая плазма $m_i^2 = 1 + \epsilon_i$, $|\epsilon_i| < 1$

с большей, но конечной проводимостью ($\delta_i < 1$).

В этом наиболее общем случае уравнение (26) принимает вид

$$\frac{\rho_1 \left[V_{A1}^2 - V - U_p^2 \right]}{\rho_2 V_{A2}^2 - U_p^2} = -1 + \Delta_{c+M},$$

где $\Delta_{c+M} = \Delta_c + \Delta_M$.

Аналогичные рассуждения показывают, что при $H_1 < H_2$, $\Delta V_{cr}^2 > 0$, ибо $\Delta_c > 0$, и, следовательно, имеем дестабилизацию.

При $H_1 > H_2$, $\Delta_c < 0$, и МГД тангенциальный разрыв стабилизируется, если

$$k_0 > \frac{\rho_1 V_{A1}^2 - \rho_2 V_{A2}^2}{\rho_1 + \rho_2} \frac{5/2}{3/2 V_{A1}^2 - V_{A2}^2} \frac{1}{v_{M1} + v_{M2}} \times \left(\frac{1}{\rho_1 C_2^2} + \frac{1}{\rho_2 C_1^2} \right),$$

в обратном случае — дестабилизируется.

Выводы

1. Сжимаемость однозначно дестабилизирует МГД тангенциальный разрыв.
2. Конечная проводимость плазмы в определенных условиях может привести к стабилизации.

Авторы статьи выражают искреннюю благодарность профессору А. А. Рухадзе за полезные консультации.

Литература

1. *Dungey J. W.* Electrodynamics of the other atmosphere: Proc. of the Ionosphere Conf.// Phys. Society of London. 1955. P. 225.
2. *Сыроватский С. И.* Журнал экспериментальной и технической физики. 1953. Т. 24. № 6. С. 53.
3. *Kirtskhalia V. G.*// Planet. and Space Sci. 1994. № 6. V. 42. P. 513—518.
4. *Кирицхалия В. Г., Рухадзе А. А., Жвания И. А.*// Краткие сообщения по физике ФИАН. 2002. № 10. С. 35—37.
5. *Кирицхалия В. Г., Рухадзе А. А.*// Там же. 2003. № 11. С. 50—53.
6. *Кирицхалия В. Г., Рухадзе А. А., Жвания И. А.*// Журнал технической физики. 2004. Т. 74. Вып. 11. С. 132—135.
7. *Кирицхалия В. Г., Жвания И. А.*// Там же. 2005. Т. 75. № 11. С. 129.
8. *Куликовский А. Г., Любимов Г. А.* Магнитная гидродинамика. — М.: Гос. изд-во физ. мат. лит-ры, 1962. — 246 с.

Статья поступила в редакцию 17 января 2008 г.

Features of a magnetohydrodynamic tangential break

V. G. Kirtskhalia, Z. A. Kereselidze, M. E. Chogovadze
Sukhumi Physicotechnical Institute

The problem of influence of factors of the plasma compressibility and magnetic viscosity on stability of a magnetohydrodynamic tangential break has been considered. Various conditions on the

parties of a break of the magnetized electrospending environment in approach of zero thickness of a tangential break are simulated. The received results explain existing contradictions and ones are of interest for the researchers, who were deal with problems of the plasma dynamics.

УДК 537:533

Современные генераторы электронно-пучковой плазмы с газодинамическими окнами

А. С. Коротеев, Р. Н. Ризаханов

ФГУП "Исследовательский центр имени М. В. Келдыша", Москва, Россия

Рассмотрены генераторы стационарной электронно-пучковой плазмы, основанные на выпуске в плотную среду концентрированных пучков сквозь газодинамические окна. Впервые представлена классификация подобных устройств как по методам снижения натекающего газа из рабочего объема, где создается плазма, так и по реализуемым в них типам транспортировки пучков в управляемых магнитных полях. Дан анализ, позволяющий выбрать наиболее перспективные методы для создания малогабаритных генераторов.

Введение

Электронный пучок, выведенный в плотную газовую среду, генерирует плазменное образование, которое может быть использовано для решения научно-технических, технологических задач (генерация химически активной плазмы, накачка электроионизационных лазеров, термическая и термохимическая обработка поверхностей различных материалов и др.). Проблема вывода электронов состоит в том, что пучок формируется, как правило, в условиях вакуума (10^{-2} — 10^{-4} Па), в то время как в рабочем объеме давление может достигать десятков килопаскаль вплоть до одной атмосферы.

В работе проведен анализ современных генераторов пучковой плазмы, при этом преследовались две цели: первая — осуществить классификацию генераторов на основе используемых в них эффектов, вторая — выбрать наиболее перспективные технические решения, направленные на снижение массогабаритных параметров генераторов.

Компактизация установок улучшает их эксплуатационные характеристики, расширяет диапазон решаемых задач.

Существуют два вида окон для вывода электронных потоков в плотную среду: фольговые и газодинамические.

Фольговые окна, разделяющие области глубокого вакуума и высокого давления, требуют ускорения электронов до высоких энергий (400 кэВ и выше), накладывают ограничения на средний ток пучка (не более 1 мА/см^2), характеризуются большими размерами (~ 1 — 2 м) систем электропитания, транспортировки, требуют для работы крупногабаритные радиационно-защищенные бункеры.

В этой связи при разработке малогабаритного оборудования основное внимание должно быть сосредоточено на стационарных генераторах с газодинамическими окнами (ГО). Идея создания перепада давлений между сообщающимися полостями с помощью системы дифференциальной откачки (СДО) была высказана еще в 1920 г. [1]. В работе [2] описано первое отечественное выводное устройство (ВУ) для вывода частиц из вакуума в плотный газ.

Система дифференциальной откачки представляет собой ряд автономно откачиваемых шлюзовых камер, сообщающихся одна с другой посредством небольших отверстий. Ее работу в качестве ВУ для генератора электронно-пучковой плазмы (ГЭПП) можно представить следующим образом (рис. 1). Электронный пучок из ускорителя проходит сквозь отверстия, разделяющие шлюзовые камеры, и выходит в плотный газ; натекающий газ эвакуируется системой вакуумной откачки.

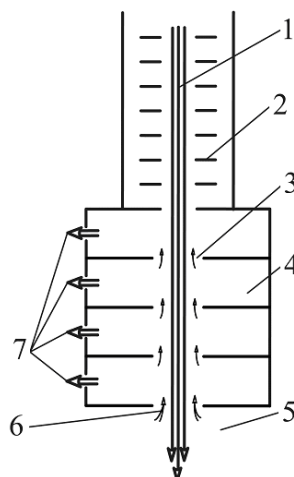


Рис. 1. Система дифференциальной откачки:

- 1 — электронный пучок;
- 2 — ускоритель;
- 3 — межшлюзовые отверстия; 4 — камеры СДО;
- 5 — плотная газовая среда;
- 6 — натекающий газ;
- 7 — система откачки