Письма в ЖЭТФ, том 28, вып. 4, стр. 193 – 195 20 августа 1978 г.

О СТАБИЛИЗИРУЮЩЕМ ВЛИЯНИИ ТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ НА ДИССИПАТИВНУЮ РАЗРЫВНУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

С.В.Буланов, Дж.Сакаи, С.И.Сыроватский

Рассмотрена в МГД приближении разрывная неустойчивость токового слоя (ТС) с учетом растекания плазмы вдоль него. Такое течение приводит к изменению порога неустойчивости, оказывая сильное стабилизирующее влияние.

1. Разрывная неустойчивость (РН) в настоящее время интенсивно исследуется в связи с различными приложениями [1 – 3]. Согласно результатам теории ТС в плазме практически всегда неустойчив. Вместе с тем лабораторные исследования [4] и интерпретация наблюдений в космосе показывают, что tóковые слои существуют в течение продолжительного времени. Не останавливаясь на различных попытках поиска механизмов стабилизации [5 – 7], отметим здесь эффект, который может объяснить отличие выводов теории и наблюдений[1].

В постановке [1] рассматривается статическая конфигурация. Реально существующие tóковые слои представляют собой неоднородные течения, в которых плазма втекает в слой по широкой поверхности и вытекает через узкие концы. Ниже показывается возможность стабилизации РН для слоя конечной толщины в МГД постановке задачи.

2. Следуя работе [1], рассмотрим ТС, лежащий в плоскости $y = 0$. В отличие от [1], предположим, что вдоль слоя имеется неоднородное течение плазмы

$$v_x = hx, \qquad h > 0. \tag{1}$$

[1] Необходимо заметить, что обсуждаемая в литературе стабилизация нормальной компонентой магнитного поля не имеет места в МГД режиме. В случае тонкого слоя холодной бесстолкновительной плазмы, как показано в [9], рассматриваемое ниже растекание плазмы вдоль слоя обеспечивает эффективную стабилизацию.

Здесь рассматриваются условия, когда скорость втекания много меньше скорости вытекания из слоя. Можно показать, что в пределе высокой проводимости σ, так что $S=\tau_R/\tau_A \gg 1$ ($\tau_R = 4\pi\sigma L^2/c^2$; $\tau_A = v_A/L$), нормальная компонента скорости несущественна для исследуемой неустойчивости в рассматриваемой постановке задачи (см. [6]).

Линеаризуем уравнения МГД около исходного состояния:

$$\mathbf{B} = B_\infty \mathrm{th}(y/L)\mathbf{e}_x + \mathbf{B}_1, \qquad \mathbf{v} = hx\mathbf{e}_x + \mathbf{v}_1.$$

Представим зависимость возмущений от координаты x и времени t в виде

$$\left\{\begin{matrix}\mathbf{B}_1\\ \mathbf{v}_1\end{matrix}\right\} \sim \exp\{ik(t)x + \int^t \gamma(k(t'), t')\,dt'\}. \tag{2}$$

Здесь $k(t)$ – волновое число, которое есть функция времени. Если выбрать $k(t) = k_0 \exp(-\int h\,dt)$, то можно получить для возмущений магнитного поля B_{1y} и скорости v_{1y} уравнения

$$(\gamma + h)B_{1y} = ikB_\infty \mathrm{th}(y/L)v_{1y} + \frac{c^2}{4\pi\sigma}(B''_{1y} - k^2 B_{1y}), \tag{3}$$

$$(\gamma + 2h)\,v''_{1y} - k^2\gamma v_{1y} = i\frac{kB_\infty \mathrm{th}(y/L)}{4\pi\rho_0}\left(B_{1y} - \left(k^2 - \frac{2}{L^2\mathrm{ch}^2(y/L)}\right)B_{1y}\right). \tag{4}$$

Штрих означает дифференцирование по y. Так же как и в [1] для решения (3), (4) разобьем ТС на две области внешнюю, где выполняется условие вмороженности и можно считать движения адиабатически медленными, и внутреннюю, где происходит перезамыкание силовых линий. Сшивая решение на границе, найдем дисперсионное уравнение

$$1 - k^2L^2 = \frac{(\gamma + h)(\gamma + 2h)^{1/4}\,2\pi\,\Gamma(3/4)(kL)^{1/2}\,\tau_R^2}{S^{1/2}\,\Gamma(1/4)}. \tag{5}$$

Порог неустойчивости $k = k^*$, найдем, положив $\gamma = 0$. Если $k < k^*$, то имеет место неустойчивость с инкрементом, найденным в [1]. При $S \gg 1$ и $h\tau_R > 1$.

$$k^* \approx \frac{S}{\sqrt{2}\,L(h\tau_R)^{5/2}}\left(\frac{\Gamma(1/4)}{\Gamma(3/4)\,2\pi}\right)^2. \tag{6}$$

Оценивая $h \approx v_A/b$ и $kL \approx L/b$ (b – ширина ТС), найдем условие устойчивости ТС: $b < LS^{3/7}$, когда возмущения затухают с декрементом $\gamma = -h$. (В условиях солнечной атмосферы $S \approx 10^{10}$)[2].

---

[1] Соотношение $b < LS^{3/7}$ было получено из качественных соображений в [9].

3. Условие стабизизации неустойчивости можно найти, сравнивая значение инкремента неустойчивости γ_0, вычисленного без учета растекания, с величиной h. Если $\gamma_0 < h$, то слой устойчив [1]. Очевидна справедливость такого рода оценок в более общем случае. Применим их для нелинейной стадии РН, когда в токовом слое образуется одна или несколько нулевых линий магнитного поля. Пусть нелинейный инкремент равен γ_n. В окрестности линий X-типа возникают вторичные течения, для которых

$$v_g l \approx v_x \delta \tag{7}$$

l – характерный размер вдоль оси $x \sim \pi/k$, δ – вдоль y., v_y – оценим как $\gamma_n \delta$. Декремент, соответствующий растеканию плазмы вдоль слоя, порядка $h_n \approx v_x/l$. Из (7) следует $h_n \approx \gamma_n$, т. е. вторичные ТС находятся на границе устойчивости[3].

По-видимому для разрыва стабилизированного ТС и более эффективного пересоединения силовых линий требуется привлечение механизмов аномального сопротивления [5, 6].

Один из авторов (Дж.Сакаи) благодарит за поддержку Академию Наук СССР и Японское Общество Развития Науки.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Университет Тоямы
(Япония)

Поступила в редакцию
30 мая 1978 г.

Литература

[1] H. P. Furth, J. K. Killen, M. N. Rosenbluth. Phys. Fluids, 6, 459, 1963.

[2] P. A. Sturrock. Proc. IAU Symp., 35, 475, 1968.

[3] В.Д.Шафранов. ЖТФ, 40, 241, 1970.

[4] Г.В.Дрейден, Н.П.Кирий, В.С.Марков, А.М.Мирзабеков, Г.В.Островская, А.Г.Франк, А.З.Ходжаев, Е.Н.Шедова. Физика плазмы, 3, 45, 1977.

[5] С.И.Сыроватский. Изв. АН СССР, сер. физич., 39, 375, 1975.

[6] С.В.Буланов, П.В. Сасоров, С.И.Сыроватский. Письма в ЖЭТФ, 26, 729, 1977.

[7] D. Dobrott, S. C. Prager, J. B. Taylor. Phys. Fluids, 20, 1850, 1977.

[8] T. Hayashi, T. Sato. Preprint University of Tokio, №116, 1977.

[9] С.В.Буланов, П.В.Сасоров. Письма в ЖЭТФ, 27, 554, 1978.

---

[1] См. в этой связи [8], где на основании численного моделирования показано, что на нелинейной стадии РН возникают сингулярное течение с токовым слоем, размеры которого меньше исходного.