Письма в ЖЭТФ, том 52, вып. 1, стр. 674–677 *10 июля 1990 г.*

ТЕМПЕРАТУРНО-ГРАДИЕНТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ ВЫЗЫВАЕМАЯ ПРОВОДЯЩИМИ КОНЦЕВЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

Г.Л.Берк[1], Д.Д.Рютов, Ю.А.Цидулко

Показано, что в плазме с открытыми силовыми линиями при наличии поперечного к магнитному полю градиента электронной температуры высокая проводимость материальных поверхностей, ограничивающих плазму вдоль силовых линий, может приводить к развитию бурной неустойчивости и усиленному поперечному переносу плазмы. Результат может представлять интерес для открытых ловушек, а также для таких объектов, как магнитосфера Земли (где роль подстилающей поверхности играет ионосфера) и атмосфера Солнца (где эту роль выполняет фотосфера).

Неустойчивость связана с наличием разности потенциалов между плазмой и проводящими концевыми поверхностями установки, являющимися эквипотенциальными поверхностями. В многочисленных экспериментах на открытых ловушках хорошо установлен факт, что между торцевыми поверхностями и центром плазмы устанавливается разность потенциала порядка нескольких T_e/e (T_e – электронная температура, e – заряд электрона). Поэтому неустойчивость особенно чувствительна именно к градиенту электронной температуры. Изолирующие торцы (в лабораторных условиях этот предельный случай достигается путем их секционирования) перестают быть эквипотенциальными, и неустойчивость исчезает. Вместе с недавно опубликованной работой [1] наш результат показывает, что распространенная точка зрения о стабилизирующем влиянии проводящих торцов на неустойчивости плазмы на открытых силовых линиях далеко не всегда правильна. Более раннее обсуждение некоторых вопросов влияния разности потенциалов между плазмой и торцами на устойчивость плазмы можно найти, например, в работах [2,3].

Неустойчивость не требует для своего возникновения наличия кривизны силовых линий магнитного поля. Поэтому для ее анализа воспользуемся плоской моделью, иллюстрируемой рисунком. Чтобы лучше выявить картину неустойчивости, исследуем ее в "очищенном" виде, исключая из рассмотрения эффекты, связанные с градиентом плотности и температуры ионов. Единственный параметр, меняющийся поперек магнитного поля – это электронная температура T_e.

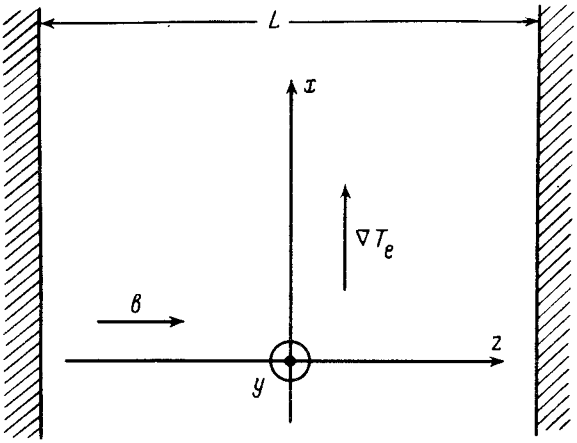
В отношении ограничивающих плазму плоскостей ($z = \pm L/2$ на рисунке) предполагается, что они отражают бóльшую часть падающих на них ионов, так что коэффициент поглощения ионов ϵ много меньше единицы. В применении к открытой ловушке приближение $\epsilon \ll 1$ неплохо имитирует наличие подавляющих потери плазмы концевых систем (например, сильных пробок в газодинамической открытой ловушке [4]. Качественно полученные ниже результаты сохраняют значение и при $\epsilon \sim 1$. Условие $\epsilon \ll 1$ гарантирует, что параметры плазмы в невозмущенном состоянии с точностью до членов $\sim \epsilon$ однородны вдоль силовых линий.

В отношении комплексной частоты неустойчивости ω предполагается, что $|\omega|$ удовлетворяет условию $v_{Ti} \ll |\omega| L \ll v_{Te}$, где $v_{Te,i} = (2T_{e,i}/m_{e,i})^{1/2}$ (m_e и m_i – масса электронов и ионов). Условие $|\omega| L \ll v_{Te}$ позволяет считать распределение электронов вдоль силовых линий больцмановским.

---

[1] Институт термоядерных исследований, Техасский университет, г. Остин, США.

Движение в объеме плазмы будем описывать уравнениями идеальной магнитной гидродинамики. Будем рассматривать возмущения вида $f(z)\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y)$, локализованные по x и y, с $k_y \gg k_x \gg a^{-1}$, (где $a \equiv (d\ln T_e/dx)^{-1}$ – градиентный масштаб электронной температуры), и плавно зависящие от z. Так как неустойчивость может быть очень быстрой, с частотами, превышающими v_A/L, где $v_A = B/\sqrt{4\pi n m_i}$ – альфвеновская скорость, мы учтем возмущения магнитного поля (хотя давление плазмы будем считать малым, $\beta \equiv 8\pi n(T_e + T_i)/B^2 \ll 1$). Они связаны с возможной зависимостью смещения ξ_x силовой трубки от z.



Геометрия задачи. Магнитное поле однородно и направлено вдоль оси z. Заштрихованные области – проводящие стенки, ограничивающие плазму вдоль магнитного поля

Из уравнений магнитной гидродинамики для четного относительно плоскости $z = 0$ возмущения $\xi_x(z)$ (нечетные возмущения для краткости не рассматриваем) легко находим, что

$$\xi_x(z) = \xi^* \frac{\cos(\Omega z/v_A)}{\cos(\Omega L/2v_A)}, \tag{1}$$

где $\xi^* = \xi_x(z = L/2)$, $\Omega = \omega - k_y v_E$, v_E – невозмущенная скорость электрического дрейфа. Через ξ^* можно выразить возмущение тока на торец $\delta j_\parallel$, возмущение $\delta\varphi$ потенциала на границе дебаевского слоя (со стороны плазмы) и возмущение электронной температуры у стенки δT_e:

$$\delta j_\parallel = i\xi^* \frac{k_y c\Omega B}{4\pi v_A} \operatorname{tg} \frac{\Omega L}{v_A}, \quad \delta\varphi = \xi^* \frac{\Omega B}{k_y c}, \quad \delta T_e = -\xi^* \frac{dT_e}{dx}. \tag{2}$$

Понятием электростатического потенциала во всяком случае можно пользоваться в узкой пристеночной области.

Для изолирующих (секционированных) стенок условие $\delta j_\parallel = 0$ дает (см. (2)) $\Omega = 2\pi\mu v_A/L$, $\mu = 1, 2, \ldots$, что соответствует обычным альфвеновским стоячим волнам.

В случае проводящих торцов следует выразить $\delta j_\parallel$ через возмущение параметров плазмы у стенки. Можно показать, что при достаточно частых электрон-электронных столкновениях и высокой проводимости торцов

$$\delta j_\parallel = \frac{\epsilon e n v_{Ti}}{2\sqrt{\pi}} \left[\frac{e\delta\varphi}{T_e} - \left(\Lambda + \frac{1}{2}\right) \frac{\delta T_e}{T_e} \right], \tag{3}$$

где $\Lambda = \ln(v_{Te}/\epsilon v_{Ti})$. Обычно в условиях открытых ловушек $\Lambda = 5–7$. Из (2) и (3) получается дисперсионное соотношение

$$\frac{2v_A\Omega}{L}\,\mathrm{tg}\,\frac{\Omega L}{2v_A}+\frac{i\nu\Omega}{w^2}+\frac{i\Gamma^2}{w}=0, \tag{4}$$

где

$$\nu=\frac{\omega_{Bi}^2 m_i a^2}{\tau T_e};\quad \Gamma^2=\frac{\omega_{Bi}}{\tau}\,(\Lambda+\frac{1}{2});\quad w=ka \tag{5}$$

ω_{Bi} – ионная циклотронная частота, $\tau\equiv\sqrt{\pi}L/\epsilon v_{Ti}$ – время жизни плазмы.

В применении к открытым ловушкам (например, газодинамической или амбиполярной) принятая нами модель однородного магнитного поля имитирует длинный центральный соленоид. Концевые структуры (например, пробка и расширитель в газодинамической ловушке) обычно очень короткие и не вносят вклада в инерцию силовой трубки; их роль состоит в том, что они определяют перепад потенциала между плазмой центрального соленоида и стенкой. В этом смысле они имитируют дебаевский слой в нашей модели. Для газодинамической ловушки характерна относительно высокая частота столкновений, и наши результаты могут быть использованы практически без изменений. Следует только заменить коэффициент ϵ на обратное пробочное отношение $1/R$. В амбиполярных ловушках с редкими столкновениями соотношение (3), возможно потребует модификации (ср. [5]).

В пределе нулевого β (чему формально соответствует предельный переход $v_A\to\infty$) возмущение превращается в не зависящий от z "желобок" (см. (1)), а дисперсионное соотношение становится квадратным уравнением относительно Ω (аналогичным по форме тому, которое возникает в теории дрейфово-диссипативной неустойчивости). В принципе, этот предельный случай можно получить также на основе уравнений работы Б.Б.Кадомцева [2].

На неустойчивость слабо влияет наличие поперечных градиентов температуры и плотности ионов, а эффекты конечного ларморовского радиуса ионов (с необходимостью требующие учета при наличии неоднородности n и T_i) приводят лишь к некоторому уменьшению максимального инкремента.

При $\beta\to 0$ ($v_A\to\infty$) инкремент как функция параметра w имеет максимум при $w=1{,}8(\nu/\Gamma)^{2/3}$; максимум равен

$$(\mathrm{Im}\,\Omega)_{max}=0{,}25(\frac{v_{Ti}}{L})\,(\epsilon\frac{T_e}{T_i})^{1/3}[\frac{L(\Lambda+\frac{1}{2})}{a}]^{2/3}.$$

Подставляя сюда значения параметров, типичные для экспериментов на газодинамической ловушке [6] ($\epsilon=1/R=1/20$, $T_e/T_i=1$, $L/a=100$; $\Lambda=5$) находим, что $(\mathrm{Im}\,\Omega)_{max}=6{,}2(v_{Ti}/L)$.

Большое значение инкремента делает существенным учет конечности скорости альфвеновских волн. Можно показать, что этот эффект приводит к снижению максимального инкремента, который во всяком случае не может быть больше (по порядку величины) чем v_A/L. Снижение инкремента происходит уже при очень малых значениях β. Так, полагая $\beta=0{,}2$ и сохраняя неизменными приводившиеся выше значения остальных численных параметров, из (4) находим, что $(\mathrm{Im}\,\Omega)_{max}$ убывает почти вдвое, оставаясь, впрочем, очень большим.

Таким образом, совместное действие двух факторов: проводящих торцов и поперечного градиента электронной температуры, вызывает развитие специфической неустойчивости, которая должна приводить к выравниванию температуры электронов по сечению плазмы.

Литература

1. *Berk H.L., Stupakov G.V.* Institute for Fusion Studies, Preprint № 423, Austin, 1990.

2. *Kadomtsev B.B.* Proc. of the 7 Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Belgrade, 1966, **II**, 610.
3. *Kunkel W.B., Gullbory J.U.* Ibid, 702.
4. *Мирнов В.В., Рютов Д.Д.* Письма в ЖТФ, 1979, 5, 678.
5. *Бехтенев А.А. и др.* Физика плазмы, 1988, **14**, 292.
6. *Bagryanskij P.A. et al.* In Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 12th Int. Conf., Nice, 1988) IAEA, Vienna, 1989, **2**, 483.

Институт ядерной физики
Сибирского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 мая 1990 г.