

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ НА ЗАПЕРТЫХ ЧАСТИЦАХ

Б.Б.Кадомцев

Как известно, в ловушках с магнитными пробками и в тороидальных ловушках с замкнутыми силовыми линиями может иметь место желобковая неустойчивость [1,2]. Эта неустойчивость возникает вследствие того, что в неоднородном магнитном поле с радиусом кривизны силовых

линий  $R$  электроны и ионы дрейфуют в разные стороны со скоростями  $v_j = cT_j/e_j H R$  ( $H$  - магнитное поле,  $T_j$  - температура,  $e_j$  - заряд частиц сорта  $j$ ). За счет этого дрейфа происходит поляризация плазмы в возмущениях типа "языков" на поверхности плазмы, и если магнитное поле убывает наружу, то возникающее за счет поляризации электрическое поле приводит к выбросу плазмы. Экспериментально желобковая неустойчивость была изучена Иоффе и др. [3, 4].

В торoidalных системах с незамкнутыми силовыми линиями, лежащими на торoidalных поверхностях, как показывает рассмотрение в гидродинамическом приближении [5, 6], плазма достаточно низкого давления должна быть устойчива. Однако в разреженной плазме, когда гидродинамическое приближение неприменимо, вывод о стабилизации желобковой неустойчивости за счет эффекта перекрецности силовых линий теряет силу. В самом деле, в основе этого вывода лежит представление о том, что в высокотемпературной плазме заряды, возникающие за счет магнитного дрейфа, должны компенсироваться в результате перетекания их вдоль силовых линий. Такой эффект компенсации действительно имеет место, но он относится только к так называемым пролетным частицам, свободно движущимся вдоль силовых линий. Если величина магнитного поля меняется вдоль силовых линий, то, кроме пролетных частиц, имеется группа "запертых" частиц, совершающих колебания между магнитными пробками, т.е. областями с повышенным магнитным полем. Если изменение магнитного поля вдоль силовых линий мало, то пробочное отношение  $P = \frac{H_{\max}}{H_{\min}}$  близко к единице, и при этом доля частиц, захваченных между пробками,  $\mathcal{E} \approx \sqrt{P-1}$  мала. Так как захваченные частицы заперты пробками, то они не могут свободно перемещаться вдоль силовых линий, и следовательно, на них может развиваться неустойчивость типа желобковой, которую естественно назвать неустойчивостью на запертых частицах.

Эта неустойчивость отличается от желобковой тем, что заряды, образующиеся за счет запертых частиц, в значительной мере компенсируются пролетными частицами. За счет этого эффекта инкремент нарастания становится мал, и пролетные частицы успевают распределиться по

закону Больцмана, т.е. возмущение их плотности равно  $-e_j \varphi n / T_j$ , где  $\varphi$  - потенциал электрического поля,  $n$  - невозмущенная плотность. Что касается возмущения плотности запертых частиц  $n'_j$ , то в квазиклассическом приближении, когда возмущение потенциала имеет вид плоской волны, в пренебрежении разбросом по дрейфовым скоростям мы имеем для нее следующее уравнение непрерывности:

$$(-\omega + k_y v_{jt}) n'_j + \frac{k_y c \varphi}{H} \epsilon \frac{dn}{dx} = 0. \quad (1)$$

Здесь  $dn/dx = v_n$ ,  $k_y$  - компонента волнового вектора, перпендикулярная  $v_n$  и  $H$ ,  $v_{jt}$  - дрейфовая скорость запертых частиц (все величины предполагаются соответствующим образом усредненными вдоль силовых линий магнитного поля). Последнее слагаемое в (1) учитывает дрейф в электрическом поле. Было показано [7], что дрейфовая скорость запертых частиц  $v_{jt}$  пропорциональна градиенту от продольного инварианта

$$J_H = \int m v_H d\ell, \quad (2)$$

где интегрирование проводится по силовой линии между точками поворота. По порядку величины  $v_{jt} \sim v_j$ .

Таким образом, с учетом (1) для полного возмущения плотности  $n'_j$  частиц сорта  $j$  имеем следующее выражение:

$$n'_j = -\frac{e_j \varphi}{T_j} n + \frac{k_y c \epsilon}{(\omega - k_y v_{jt}) H} \frac{dn}{dx} \varphi. \quad (3)$$

Здесь первое слагаемое справа представляет собой возмущение плотности пролетных частиц.

Из условия квазинейтральности  $n'_i = n'_e$  нетрудно получить дисперсионное уравнение для  $\omega$ . Для случая равных температур  $T_i = T_e = T$  оно имеет вид:

$$\omega^2 = (k_y v_{jt})^2 \left(1 - \frac{\epsilon R}{a}\right), \quad (4)$$

где  $a = -n (dn/dx)^{-1}$  - характерный размер.

Как мы видим, при  $\epsilon > a/R$  имеет место неустойчивость с инкрементом нарастания  $\gamma \sim cT/eHR$ . Так как  $\epsilon \sim \sqrt{\delta H/H}$ , а  $R \sim L H / \delta H$  (где  $\delta H$  - амплитуда модуляции магнитного поля, а  $L$  - длина, на ко-

торой происходит изменение поля), то  $\varepsilon R/a \sim \frac{L}{a} \sqrt{\frac{H}{\delta H}} > 1$  для систем с умеренно модулированным магнитным полем. Таким образом, в системах с умеренно неоднородным магнитным полем должна, вообще говоря, развиваться неустойчивость указанного вида. Эта неустойчивость должна приводить к выбросу захваченных частиц, при этом за счет столкновений или неустойчивостей на высокочастотных продольных колебаниях конус захваченных частиц (в пространстве скоростей) будет все время заполняться пролетными. При  $R \sim a$  развитая неустойчивость может приводить к утечке плазмы порядка бомовской.

Неустойчивость на запертых частицах заведомо должна отсутствовать в плотной плазме, когда частота ион-ионных столкновений больше, чем  $\gamma/\varepsilon^2$  (здесь множитель  $\varepsilon^{-2}$  учитывает диффузионный характер кулоновских столкновений). В разреженной плазме неустойчивость отсутствует, если частицы совершают благоприятный дрейф [1]. Для этого достаточно, чтобы при заданной энергии  $m\sigma^2/2$  и поперечном адиабатическом инварианте  $\mu = \gamma^2/H$  продольный инвариант (2) убывал к периферии. В установке типа Токомак, например, такие условия осуществляются в области, где величина  $q = zH_x/R_o H_\nu$  достаточно быстро убывает с  $z$  ( $z$  - текущий малый радиус,  $H_x$  - продольное,  $H_\nu$  - азимутальное магнитное поле,  $R_o$  - большой радиус тора). Условие  $\delta J_\parallel < 0$  заменяет собой гидродинамическое условие  $\delta \phi d\ell/H < 0$ , которое используется при отыскании так называемых "конфигураций с минимумом  $H$ ". Подробное исследование неустойчивости на запертых частицах в тороидальном разряде типа Токомак проведено автором совместно с О.П.Погуде.

Поступило в редакцию  
27 апреля 1966 г.

#### Литература

- [1] L.Longmire, M.Rosenbluth. Ann.Physik , I, 120, 1957.
- [2] Б.Б.Кадомцев. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т.4, стр.16. М., 1958.
- [3] М.С.Иоффе, Р.И.Соболев, В.Г.Тельковский, Е.Е.Шиманов. ЖЭТФ, 39, 1602, 1960; 40, 40, 1961.

- [4] M.C.Иоффе, Р.И.Соболев. Атомная энергия, 17, 366, 1964.
- [5] B.Suydam. Proc. 2 nd U.N.Intern. Conference P.U.A.E., 31, 157, 1958 (Geneva).
- [6] J.Johnson. C.Oberman, R.Kulsrud, E.Frieman. Phys. Fluids, 1, 281, 1958.
- [7] Б.Б.Кадомцев. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т.3, стр. 285. М., 1958.