

## КОРОТКОВОЛНОВАЯ ДИССИПАТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НА ЗАПЕРТЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

А.Б. Михайловский

Теоретически показано, что в плазме, удерживаемой в токамаке, может развиваться диссипативная неустойчивость на запертых электронах при длинах волн, малых по сравнению с ларморовским радиусом ионов. Для развития этой неустойчивости необходимо наличие градиента электронной температуры, превышающего градиент плотности.

Как известно, в плазме, удерживаемой в тороидальных магнитных ловушках типа токамак, могут развиваться диссипативные неустойчивости на запертых ионах [1] и на запертых электронах [2]. Обе эти неустойчивости связаны с длинноволновыми возмущениями, т. е. такими, поперечная длина волны которых велика по сравнению с ларморовским радиусом ионов. Наибольший интерес представляет неустойчивость на запертых ионах, поскольку она не подавляется широм магнитного поля. Что касается диссипативной неустойчивости на запертых электронах [2], то, согласно [3], она подавляется уже при сравнительно малом шире. В связи с этим рассмотрим вопрос о диссипативной раскачке запертыми электронами коротковолновых возмущений, — с длиной волны, малой по сравнению с ларморовским радиусом ионов.

Как и в [1, 2], считаем возмущения потенциальными и используем для их описания условие квазинейтральности,  $n_i = n_e$ , где  $n_i$ ,  $n_e$  — возмущения плотностей ионов и электронов. Учитывая оговоренное выше предположение о коротковолновости возмущений, заключаем, что возмущенная плотность ионов определяется формулой Больцмана, иначе говоря,  $n_i = -e_i \psi n_0 / T_i$ , где  $n_0$ ,  $T_i$ ,  $e_i$  — равновесная плотность плазмы, температура ионов и ионный заряд, а  $\psi$  — потенциал возмущенного электрического поля  $E$ , определенный соотношением  $E = -\nabla\psi$ . Возмущенную плотность электронов представляем в виде интеграла по скоростям  $v$  от их возмущенной функции распределения  $f$ ,  $n_e = \int f dv$ . Функция  $f$  состоит из двух частей,  $f = f^{(1)} + f^{(2)}$ , где  $f^{(1)}$  — "больцмановская" часть,  $f^{(1)} = -e_e \psi F / T_e$ , ( $F$  — равновесная функция распределения электронов), а  $f^{(2)}$  — отклонение от "больцмановской" части. Для пролетных электронов  $f^{(2)} = 0$ , а для запертых, в соответствии с [4, 5], функция  $f^{(2)}$  может быть представлена в виде  $f^{(2)} = F h \exp(iq n \theta)$ , где функция  $h$  удовлетворяет уравнению

$$\omega h - i\bar{C}(h) = (\omega - \hat{\omega}_{*e}) l_e \bar{\psi} / T_e. \quad (1)$$

Здесь  $q$  — коэффициент запаса токамака,  $\theta$  — угловая координата вдоль малого азимута тора,  $n$  — волновое число вдоль большого азимута тора,  $\omega$  — частота колебаний,  $\bar{C}$  — оператор столкновений,  $\hat{\omega}_{*e}$  — оператор градиентной (дрейфовой) частоты электронов, явный вид которого при-

веден в [4, 5]. Черта сверху означает среднее по периоду движения запертых электронов.

Полагаем столкновения редкими,  $\omega h \gg \bar{C}(h)$ . При этом уравнение (1) для электронного  $h$  можно решать так же как в работе [4] решалось уравнение для ионного  $h$ . Учитывая эту аналогию и используя результаты [4], приходим к интересующим нас выражениям для частоты  $\text{Re} \omega \equiv \omega_0$  и инкремента  $\gamma \equiv \text{Im} \omega$  коротковолновых возмущений:

$$\omega_0 = 0,58 \frac{2\epsilon^{1/2} \omega_{*i}}{1 + T_i/T_e}, \quad (2)$$

$$\frac{\gamma}{\omega_0} = - \frac{2,6(\bar{v}_e/\epsilon\omega_0)^{1/2}(I_1 + \eta_e I_2)}{\{\ln[32(\epsilon\omega_0/2\bar{v}_e)^{1/2}]\}^{3/2}}, \quad (3)$$

где

$$(I_1, I_2) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dz z^{-1/4} e^{-z} [1 + H(z)]^{1/2} \left(1, z - \frac{3}{2}\right). \quad (4)$$

$\epsilon \equiv a/R$  — отношение малого (текущего) радиуса токамака  $a$  к большому  $R$ ,  $\omega_{*i} = (c T_i / e_i B_s) (\partial \ln n_0 / \partial a) m / a$ ,  $m$  — волновое число по малому азимуту,  $B_s$  — среднее равновесное магнитное поле,  $\bar{v}_e$  — средняя частота электронных столкновений [4],  $\eta_e \equiv \partial \ln T_e / \partial \ln n_0$ , а явный вид функции  $H(z)$  приведен в [4].

Отличие наших формул (2), (3) от формул (103), (90) работы [4] состоит лишь в замене электронных индексов ионными и наоборот, а также в отличии вида  $I_1$  и  $I_2$ : в формуле (90) работы [4] вместо  $(1 + H(z))^{1/2}$  стоит  $H^{1/2}(z)$ . Последнее отличие обусловлено тем, что в интересующем нас случае электронной диссипации важны столкновения запертых частиц с пролетными частицами того же сорта (с пролетными электронами) и с частицами противоположного знака заряда (ионами), тогда как в случае ионной диссипации, описываемой формулой (90) [4], важны лишь столкновения запертых частиц с пролетными частицами того же сорта (с пролетными ионами).

Вычисление интегралов  $I_1, I_2$  дает

$$I_1 = 1,61, \quad I_2 = -1,07. \quad (5)$$

С учетом этого из (3) вытекает критерий неустойчивости

$$\eta_e > 1,52. \quad (6)$$

Этот результат аналогичен соответствующему результату работы [4] о ионной раскачке при  $\eta_i > 1,75$ . Численное отличие этих двух критериев связано с оговоренным выше отличием в природе электронной и ионной диссипации.

Заметим также, что выражение (2) для частоты возмущений расходуется в качественном соответствии с модельным рассмотрением [6] (ср. также с [7]).

Таким образом, мы показали, что при наличии градиента электронной температуры (условие (6)) в плазме токамака может развиваться коротковолновая диссипативная неустойчивость на запертых электронах. Такого рода неустойчивость, как и широко дискутируемая в настоящее время длинноволновая диссипативная неустойчивость на запертых электронах, может приводить к повышенной электронной теплопроводности в токамаках следующего поколения (т. е. в условиях достаточно редких электронных столкновений).

Поступила в редакцию  
2 марта 1976 г.

### Литература

- [1] Б.Б.Кадо́мцев, О.П.Погу́це. ЖЭТФ, 51, 1734, 1966.
  - [2] Б.Б.Кадо́мцев, О.П.Погу́це. ДАН СССР, 186, 553, 1969.
  - [3] W.Horton et al. In Proc. of the Fifth Internat. Conf. on plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res., Tokyo Japan, 1974 (IAEA, Vienna, Austria, 1975), paper CN-33/A14-3.
  - [4] M.N.Rosenbluth, D.W.Ross, D.P.Kostomarov. Nucl. Fusion, 12, 3, 1972.
  - [5] А.Б.Михайловский. Физика плазмы, 1, 378, 1975.
  - [6] В.Coppi, G.Rewoldt. Phys. Lett., 49A, 36, 1974.
  - [7] Р.З.Сагдеев, А.А.Галеев. ДАН СССР, 180, 839, 1968.
-