

## О ДВУХ ВИДАХ РАДИАЦИОННЫХ СРЫВОВ В ТОКАМАКЕ

А.В.Грузинов, Д.Х.Морозов

*Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова  
123182, Москва*

Поступила в редакцию 25 июля 1991 г.

Исследуется зависимость характера радиационного срыва в токамаке от массы излучающей примеси. Показано, что термосила действующая на примеси со стороны плазмы обуславливает симметричный срыв в случае тяжелых примесей и срыв типа MARFE в случае легких.

1. В физике токамаков известно явление радиационного срыва, ограничивающее максимально достижимую плотность плазмы. Качественное объяснение радиационного срыва <sup>1-3</sup> состоит в следующем. При достижении критической плотности плазмы мощность излучения примесей в пристеночной области токамака становится так велика, что энергии поступающей из центра плазмы оказывается не достаточно для компенсации излучения, и шнур начинает охлаждаться. Реальная картина срыва сложнее - срыв может быть полоидально симметричным (жесткий срыв) или асимметричным (срыв типа MARFE) <sup>2,4</sup>. Дрейк <sup>2</sup> предположил, что срыв типа MARFE возникает вследствие радиационно-конденсационной неустойчивости, а жесткий срыв - вследствие простой радиационной неустойчивости.

Простая радиационная неустойчивость имеет инкремент <sup>5</sup>

$$\gamma = -(2/3)\partial L/\partial T, \quad (1)$$

где  $L$  - мощность илучения на одну частицу плазмы,  $T$  - температура плазмы. Выражение (1) положительно, так как имеется в виду, что мы работаем при таких температурах, когда излучение растет с понижением  $T$ . Такие ситуации известны в астрофизике и в физике токамаков. Радиационно-конденсированная неустойчивость имеет инкремент <sup>6</sup>

$$\gamma = (2/5)(-\partial L/\partial T + L/T). \quad (2)$$

Происхождение неустойчивости связано с тем, что даже при  $\partial L/\partial T = 0$  локальное понижение температуры ведет к росту излучения из-за повышения концентрации (если давление можно считать постоянным).

Согласно <sup>2</sup>, в токамаке порог радиационно-конденсационной неустойчивости всегда ниже порога простой радиационной неустойчивости, и MARFE всегда должно предшествовать жесткому срыву. Однако, недавно было обнаружено <sup>7</sup>, что на токамаке JET с бериллиевыми стенками срыв проходит стадию MARFE, а на том же токамаке с углеродными стенками сразу наступает жесткий срыв. В этой статье мы покажем, что изменение характера срыва может быть обусловлено термосилой, действующей на излучающие примеси со стороны основной плазмы.

2. Качественное объяснение роли термосилы состоит в следующем. Продольная термосила действующая на тяжелые примеси со стороны плазмы направлена по градиенту температуры. Примеси выталкиваются из холодных излучающих областей, что препятствует развитию радиационно-конденсационной неустойчивости. Для более легких примесей этот эффект уменьшается.

Зависимость термосилы от массы примеси обусловлено ионной ее частью<sup>8</sup>. Таким образом, можно ожидать, что MARFE-мода подавляется термосилой в случае тяжелых примесей.

Для количественных оценок воспользуемся простой системой уравнений для температуры  $T$ , плотности плазмы  $n$ , плотности примеси  $N$ , продольной скорости плазмы  $v$  и продольной скорости примеси  $V$ :

$$(3/2)\partial_t T = \nabla_\chi \nabla T - T \nabla_{\parallel} v - L, \quad (3a)$$

$$\partial_t n + \nabla_{\parallel}(nv) = 0, \quad (3б)$$

$$Mn\partial_t v = -\nabla_{\parallel}(nT), \quad (3в)$$

$$\partial_t N + \nabla_{\parallel}(NV) = 0, \quad (4a)$$

$$AM\partial_t V = -\nabla_{\parallel}(NT)/N + \sigma \nabla_{\parallel} T + \nu AM(v - V). \quad (4б)$$

Здесь  $\chi$  - тензор температуропроводности,  $\nu$  - трение примесей о плазму,  $\sigma$  - коэффициент термосилы,  $A$  - атомный номер примеси.

При  $k_{\parallel} = 0$  (жесткий срыв) инкремент неустойчивости определяется одним уравнением (3a):

$$\gamma = (2/3)(-\partial L/\partial T - \chi_{\perp} k_x^2). \quad (5)$$

Здесь  $k_x$  - радиальная компонента волнового вектора. Она определяется характерной шириной излучающей зоны<sup>2</sup>. Результат (5) не зависит от того, учтена термосила или нет.

При  $k_{\parallel} \neq 0$  (MARFE), считая  $\nu, c_s k_{\parallel} \gg \gamma$  (где  $c_s = (T/M)^{1/2}$  - скорость звука), найдем

$$-T\delta N/(N\delta T) = [\gamma - c_s^2 k_{\parallel}^2 (\sigma - 1)/(A\nu)] [\gamma + c_s^2 k_{\parallel}^2/(A\nu)]^{-1}. \quad (6)$$

Если не учитывать термосилу ( $\sigma = 0$ ), то формула (6) сводится к обычному для радиационно-конденсационной неустойчивости соотношению  $\nabla_{\parallel}(NT) = 0$ , и мы найдем инкремент

$$\gamma = (2/5)(-\partial L/\partial T + L/T - \chi_{\perp} k_x^2 - \chi_{\parallel} k_{\parallel}^2). \quad (7)$$

В токамаках, как уже отмечалось, порог MARFE (7) ниже порога жесткого срыва (5). Например, считая  $L \cong T^{-1}$ , найдем порог MARFE  $L_m = (1/2)\chi_{\perp} k_x^2$ , а порог жесткого срыва  $L_c \cong \chi_{\perp} k_x^2$ . (Мы учли, что  $\chi_{\parallel} k_{\parallel}^2 \ll \chi_{\perp} k_x^2$ <sup>2</sup>, хотя возможны и другие ситуации<sup>9</sup>).

Отказываясь теперь от предположения  $\sigma = 0$ , получим вместо (7):

$$(5/2)\gamma = -\partial L/\partial T - \chi_{\perp} k_x^2 - \chi_{\parallel} k_{\parallel}^2 - (L/T)[T\delta N/(N\delta T)], \quad (8)$$

где  $T\delta N/(N\delta T)$  дается формулой (6). Нормировав инкремент  $\gamma$  на  $\gamma_0 = \chi_{\perp} k_x^2$ , получим дисперсионное соотношение вида

$$(5/2)\gamma = \lambda - 1 + \lambda[\gamma - \gamma_1(\sigma - 1)][\gamma + \gamma_1]^{-1}, \quad (9)$$

где обозначено  $\gamma_1 = c_s^2 k_{\parallel}^2/(A\nu\gamma_0)$  и  $\lambda = L/\gamma_0$ . (В новых обозначениях порог MARFE при  $\sigma = 0$  будет  $\lambda_m = 1/2$ , а порог жесткого срыва  $\lambda_c = 1$ ).

Соотношение (9) позволяет найти порог MARFE  $\lambda_m$  как функцию  $\sigma$  и  $\gamma_1$ . Для этого следует решить уравнение  $\text{Re}\gamma = 0$ . В результате получим

$$\lambda_m = \begin{cases} 1/2 + 5\gamma_1/4, & \gamma_1 < 2\sigma/(10 - 5\sigma) \\ 1/(2 - \sigma), & \gamma_1 > 2\sigma/(10 - 5\sigma) \end{cases} \quad (10)$$

Как и следовало ожидать,  $\lambda_m > \lambda_m(\sigma = 0) = 1/2$ . Для того, чтобы MARFE наблюдалось с ростом  $\lambda$ , нужно еще потребовать, чтобы порог  $\lambda_m$  был меньше единицы, так как иначе раньше произойдет жесткий срыв. Учитывая, что для реальных излучающих примесей  $\sigma > 1$ , перепишем условие  $\lambda_m < 1$  в виде  $1/2 + 5\gamma_1/4 < 1$ . Отсюда  $\gamma_{1c} = 2/5$ ; при  $\gamma_1 < \gamma_{1c}$  имеем срыв типа MARFE, а при  $\gamma_1 > \gamma_{1c}$  - жесткий срыв.

Если оценить  $\chi_\perp$  и  $k_x$  следуя <sup>2</sup>, то окажется, что  $\gamma_1$  пропорционально  $T_L^{9/2}$ , где  $T_L$  - характерная температура излучения примесей. Примеси в периферийной зоне токамака не находятся в равновесии, и корональная модель плохо описывает излучение. Согласно <sup>10</sup>, при переходе от бериллия к углероду  $T_L$  возрастает примерно в три раза, так что  $\gamma_1$  возрастает на два порядка, и MARFE может оказаться запрещенным.

В заключение отметим, что дисперсионное уравнение (9) является модельным, и числа  $\gamma_{1c} = 2/5$  и т.п. не следует принимать всерьез. Дело в том, что перпендикулярная температуропроводность  $\chi_\perp$  зависит от плотности и температуры плазмы, причем эта зависимость плохо изучена. Мы считали, что  $\chi_\perp$  постоянна. Ясно, что если учесть зависимость  $\chi_\perp$  от  $n$  и  $T$ , то критическое значение  $\gamma_1$  изменится на величину порядка  $\max(\partial \ln \chi_\perp / \partial \ln T, \partial \ln \chi_\perp / \partial \ln n)$ , т.е., вообще говоря, на величину порядка единицы. Однако качественные эффекты (стабилизирующая роль термосилы и зависимость величины эффекта от вида излучающей примеси) сохранятся в любой модели.

- 
1. Ohyabu N. Nucl. Fusion, 1979, 9, 1491.
  2. Drake J.F. Phys. Fluids, 1987, 30, 2429.
  3. Lipschultz B. et al. Nucl. Fusion, 1984, 24, 977.
  4. Stringer T.E. Proceedings of the 12th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Part I, p.86, 1985.
  5. Parker E.N. Astrophys. J., 1953, 117, 431.
  6. Field G.B. Astrophys. J., 1965, 142, 531.
  7. Clement S. Proceedings of the 17th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating, Part III, p.1373, 1990.
  8. Жданов В.М. Явления переноса в многокомпонентной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1982, с.115.
  9. Bazdenkov S.V., Gruzinov A.V., Pogutse O.P. Plasma Phys. and Contr. Fusion, 1990, 32, 1061.
  10. Neuhauser J., Schneider W., Wunderlich R.O. Nucl. Fusion, 1986, 26, 1679.