

СБРОСЫ ДАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ ЗА СЧЕТ РАЗВИТИЯ БАЛЛООННЫХ МОД

В.М.Грибков, Б.Б.Кадомцев, О.П.Погуце

Предложена система уравнений, позволяющая объяснить всплески МГД колебаний, наблюдавшиеся в экспериментах по созданию плазмы большого давления в токамаках за счет инжекции нейтралов.

Повышение давления плазмы является центральной задачей в современных исследованиях по управляемому термоядерному синтезу с магнитным удержанием. В недавних экспериментах по созданию плазмы большого давления в токамаках за счет инжекции нейтралов ^{1, 2} уда-

лось достичь $\beta \sim 2 - 3\%$ ($\beta = 8\pi p/B^2$ – отношение газокинетического давления плазмы к давлению магнитного поля; для реактора необходимо $\beta \sim 5 - 6\%$). При этом эксперименты вступили в ту область давлений, где теоретически предсказывали разрушение магнитной конфигурации за счет развития неустойчивости на баллонных модах³. Уже в ранних экспериментах на T-14¹ наблюдалось повышенная МГД активность, но особенно четко она проявилась на установке PDX², где датчиками рентгеновского излучения, быстрых нейтралов перезарядки и магнитными зондами зарегистрирована серия всплесков колебаний (рис. 1). Типичная длительность всплесков $\tau \lesssim 0,5$ мс. интервал между ними $T \sim 4$ мс. По-видимому, эти всплески излучения связаны с развитием низших баллонных мод МГД колебаний^{2,4}, причем резко бросается в глаза их сугубо нелинейный характер, заслуживающий более подробного теоретического анализа.

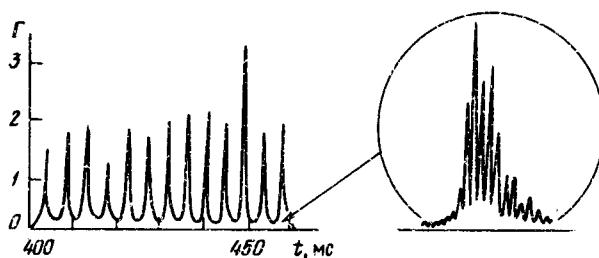


Рис.1. Поток быстрых нейтронов, полученный на установке PDX²

В настоящей работе предлагается система уравнений, позволяющая объяснить наблюдавшийся взрывной характер развития неустойчивости. Эта система состоит из трех уравнений.

Первое уравнение, описывающее увеличение энергии колебаний W за счет развития неустойчивости на баллонных модах, имеет вид

$$\frac{dW}{dt} = 2\gamma\beta^* \left(\frac{\beta}{\beta^*} - 1 \right) W - \frac{1}{\tau_W} W. \quad (1)$$

Первый член в правой части (1) ответственен за раскачку колебаний с инкрементом γ при превышении давления плазмы β некоторого критического значения β^* . Плазма считается состоящей из холодной (основной) компоненты β_c и горячей компоненты от пучка нейтралов β_h , вклад которой в полное давление характеризуется численным фактором σ : $\beta = \beta_c + \sigma\beta_h$, ($0 \leq \sigma \leq 1$). Как γ , так и β^* можно определить из теории баллонных мод^{3,5}. Для высоких мод колебаний это хорошо известные величины. Некоторая неопределенность в настоящее время существует для моды $m = 1$. При $\beta < \beta^*$ инкремент $\gamma = 0$ и второй член в правой части (1) описывает затухание колебаний за характерное время τ_W . Это известное затухание альвеновских волн в неоднородной плазме за счет разбегания волнового пакета⁶. В качестве оценки можно принять $\tau_W \sim 10 a/c_\theta$, где $c_\theta = B_\theta / \sqrt{4\pi\rho}$ – альвеновская скорость по полю тока. Следует обратить внимание, что τ_W является на самом деле нелинейным оператором, так как при $\gamma > 0$ $\tau_W = \infty$, а затухание $\tau_W \sim 10 a/c_\theta$ появляется только при $\gamma = 0$, хотя реально эта нелинейность мало существенна.

Второе уравнение имеет место для давления основной компоненты плазмы:

$$\frac{d\beta_c}{dt} = \frac{1}{\tau_t} \beta_h - \frac{1}{\tau_E} \beta_c - \frac{1}{\tau_c} W \beta_c. \quad (2)$$

Первый член в правой части описывает нагрев холодной компоненты за счет термализации горячей компоненты β_h . При умеренных энергиях нейтралов пучка характерное время термализации $\tau_t \sim 0,01$ с² и вообще говоря зависит от температуры холодной компо-

ненты⁷. Второй член в (2) описывает обычные энергетические потери в основной компоненте (τ_E — энергетическое время жизни). Для экспериментов² $\tau_E \sim 20$ мс. Последний член в правой части (2) учитывает выброс энергии основной компоненты за счет развития неустойчивости.

Третье уравнение написано для горячей компоненты, создаваемой источником инжекции мощностью P (заметим, что все величины у нас нормированы на энергию магнитного поля, поэтому W и β — безразмерные, а P имеет размерность $1/c$)

$$\frac{d\beta_h}{dt} = P - \frac{1}{\tau_t} \beta_h - \frac{1}{\tau_h} W \beta_h. \quad (3)$$

Второй член в правой части (3) учитывает охлаждение горячей компоненты за счет термализации пучка, а последний описывает экспериментально наблюдаемый выброс быстрых частиц, который считается растущим с увеличением энергии колебаний.

В уравнениях (1) — (3) нам достаточно хорошо известны параметры P , τ_E , τ_t . С меньшей точностью известны β^* и γ . Наиболее неопределенными параметрами являются τ_c и τ_h , описывающие выброс энергии плазмы. Можно предложить ряд моделей этого процесса, из которых следуют оценки для τ_c и τ_h . Однако здесь мы этого делать не будем, оставив их в качестве свободных параметров. Как показывает исследование уравнений (см. ниже), существует довольно узкий интервал параметров τ_c и τ_h , при котором результаты интегрирования системы (1) — (3) описывают экспериментальную ситуацию. Единственное, что можно сказать заранее, это что $\tau_h < \tau_c$.

Исследование системы (1) — (3) естественно начать с линейной стадии. Оказывается, что существует критическая мощность инжекции, при превышении которой возникает неустойчивость. Удобно ввести следующие обозначения: плотность равновесной энергии колебаний¹⁾

$$W_0 = \frac{\tau_h}{\tau_t} \left[\frac{\tau_E P}{\beta^* + 1 / 2\gamma\tau_W} - 1 \right] \quad (4)$$

и критическое значение энергии колебаний $W_{kp} = \tau_h / 2\gamma\tau_t^2$. При $W_0 < W_{kp}$ все три корня характеристического уравнения линеаризованной системы дают затухающие решения, при $W_0 = W_{kp}$ появляются два нейтральных колебания с частотой $\omega_{1,2} = \pm (1/\tau_E \tau_t)^{1/2}$, третий же корень $\omega_3 = -i/\tau_t$ снова дает затухающее решение. Если $W_0 > W_{kp}$, то действительные корни $\omega_{1,2}$ сдвигаются в комплексную область так, что у них появляется положительная мнимая добавка, соответствующая раскачке колебаний. Если затухающий корень ω_3 по модулю гораздо больше раскачивающихся, то мы можем разложить уравнения (1) — (3) по обратной величине этого отношения. В результате вместо трех уравнений получим два уравнения, описывающие автогенератор. В этом приближении правые части полученных уравнений не зависят от времени, т.е. система является автономной и описывает сравнительно плавные периодические нелинейные колебания вблизи равновесной энергии W_0 (4). Ситуация меняется, если параметры системы таковы, что все три корня одного порядка (по модулю). Тогда мы вынуждены использовать все три уравнения. На рис. 2, а изображена зависимость энергии колебаний от времени на интервале $5\tau_E$, полученные в результате численного интегрирования (1) — (3). При выбранных значениях параметров период и длительность

¹⁾ Для простоты мы полагаем $\tau_c \rightarrow \infty$.

²⁾ Практически условие $W_0 > W_{kp}$ сводится к $\tau_E P > \beta^*$.

ничков удовлетворительно совпадает с экспериментом. В качестве дополнительных аргументов в пользу предложенной модели может служить близость критической мощности инжекции $P_{\text{теор}} \sim 2,5 \text{ МВт}$, (см. сноска ²⁾), при которой начинается неустойчивость, к экспериментальному значению $P_{\text{эксп}} \sim 3 \text{ МВт}$, и величина флуктуаций давления холодной компоненты $\beta_c \sim 40 - 60 \% /$ (см. рис.2, б).

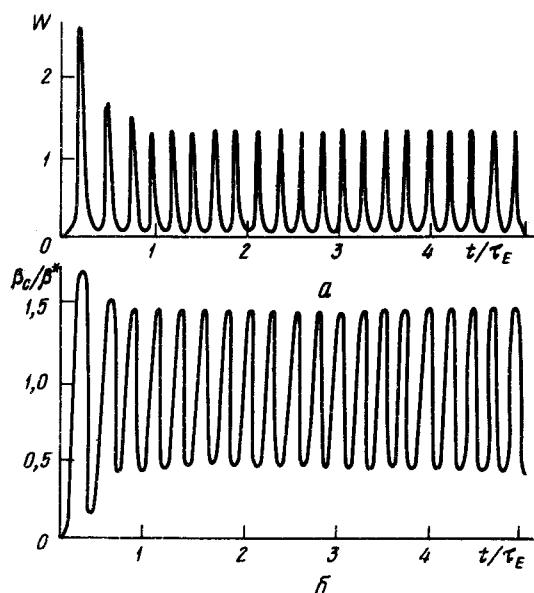


Рис.2. Результаты численного решения системы
(1) – (3): а – изменение энергии колебаний
 W (в относительных единицах) от времени при
следующих параметрах: $\gamma \tau_E \beta^* = 400$; $P \tau_E / \beta^* =$
= 4; $\sigma = 0$; $\tau_W / \tau_E = 0,025$; $\tau_f / \tau_E = 0,5$; $\tau_c /$
 $/ \tau_E = 0,25$; $\tau_h / \tau_E = 0,1$; б – флуктуации дав-
ления холодной компоненты плазмы β_c / β^* (в
относительных единицах) при тех же значениях па-
раметров, что и на рис.2, а

Экспериментально существует различие при инжекции по току и против тока. При инжекции против тока эти колебания пока не наблюдались. Это различие может быть объяснено тем, что в последнем случае ширина орбиты захваченных частиц пучка гораздо шире, чем в первом случае (по оценке ² 50 % частиц пучка попадает на стенку). При этом профили давления могут быть более плоскими и условия для развития баллонных мод могут быть затруднены.

Таким образом, можно думать, что предложенная простая модель отражает основные качественные черты наблюдаемого эффекта нелинейных вспышек колебаний и сброса горячих частиц на установке PDX.

Литература

1. Leonov V.M. et al. 8-th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Control Nucl. Fusion Res., Brussels, 1980, IAEA-CN-38/N-2.
2. Johnson D. et al. 9-th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Control Nucl. Fusion Res., Baltimore, USA, 1982, P.A-1.
3. Погуце О.П., Юрченко Э.И. Вопросы теории плазмы, т.11, М.: Энергоиздат, 1982.
4. Todd A.M., Manickam J., Okabayashi et al. Nucl. Fusion, 1979, 19, 743.
5. Holmes J.A., et al. Phys. Fluids, 1982, 25, 800.
6. Tataronis J.A. J. Plasma Phys., 1975, 13, 87.
7. Гришанов Н.В., Днестровский Ю.Н., Кареткина Н.В., Костомаров Д.П. Физика плазмы, 1976, 2, 260.