

О МЕХАНИЗМЕ НАРУШЕНИЯ СИММЕТРИИ НАПРАВЛЕНИЙ СДВИГА СКОРОСТИ В НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЕЛЕЯ-ТЭЙЛОРА

С.В.Базденков, О.П.Погуце

Российский научный центр "Курчатовский институт"

123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 марта 1993 г.

Предложена малопараметрическая модель (типа модели Лоренца), позволяющая описывать эффект генерации сдвигового течения в плазме и жидкости в результате развития неустойчивости Релея-Тэйлора. В рамках модели объясняется эффект несимметрии знака сдвига скорости генерируемого течения и знака электрического поля в плазме.

В токамаке часто наблюдаются так называемые $L - H$ -переходы, в процессе которых время удержания плазмы возрастает примерно вдвое. Эти же переходы обычно сопровождаются повышенной МГД активностью на краю плазменного шнура, проявляющейся в возбуждении ELM-ов (Edge Localized Modes) и генерации сдвигового течения (или электрического поля) на периферии плазмы. Для объяснения этих явлений было предложено множество феноменологических моделей, в которых, однако, роль возникающего сдвигового течения явно недооценивалась. Лишь на последней международной конференции по физике плазмы в Вюрцбурге в ряде работ (см. ¹⁻³) были предложены более самосогласованные модели, основанные на связи желобковой неустойчивости с $L - H$ -переходами и генерацией сдвигового течения в плазме. Две последние работы ^{2,3} описывают плазму внутри сепаратриссы, где силовые линии магнитного поля являются замкнутыми, кривизна силовой линии переменна, а задача является принципиально трехмерной. В работе ¹ рассматривается плазма за сепаратриссой и в ее окрестности. Нам представляется, что эта область является более важной, так как здесь диссипация сильнее, а кривизна силовых линий знакопостоянна, так что неустойчивость (желобковая) выражена сильнее. В этом случае можно усреднить уравнения динамики плазмы вдоль силовой линии и понизить размерность задачи. Соответствующие уравнения в безразмерных переменных имеют вид (см. ¹)

$$\frac{\partial n}{\partial t} + [\nabla\phi, \nabla n] + g_T \frac{\partial \phi}{\partial y} = D \cdot \Delta n + \frac{n}{\tau_n}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + [\nabla\phi, \nabla u] + g \frac{\partial n}{\partial y} = \mu \cdot \Delta u + \frac{\phi}{\tau_\phi}, \quad (2)$$

$$u = \Delta\phi. \quad (3)$$

Эти уравнения получены в приближении сильного магнитного поля и с точностью до членов с τ_n , τ_ϕ совпадают с уравнениями конвекции подогреваемой жидкости в поле тяжести в приближении Буссинеска. В качестве граничных условий для системы (1)-(3) обычно рассматривают наличие двух непроницаемых стенок, ограничивающих слой плазмы или жидкости в "радиальном"

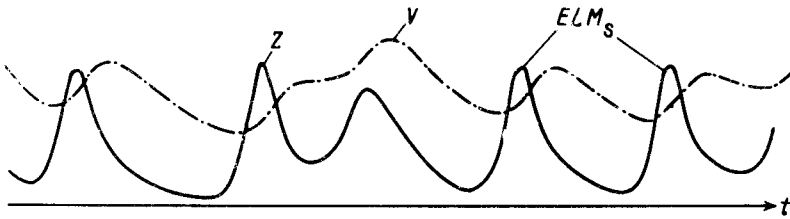


Рис.1. Эволюция во времени амплитуды сдвига скорости V и среднего потока частиц на стенку $Q \propto -\partial n / \partial x \propto Z$ (пример численного интегрирования системы (6) – (10) при $\gamma_g = 1$, $c = 0,1$ и коэффициентах затухания $\gamma \approx 0,1$)

(или вертикальном) направлении x , и условие периодичности по координате y (аналог полоидального угла).

Численное моделирование системы (1)–(3) показало ¹, что при определенном значении параметров задачи происходит генерация сдвигового течения в полоидальном направлении. При этом существуют два характерных режима. При малой надкритичности (малый средний градиент плотности) скорость возникающего течения также весьма мала, а потоки частиц на стенку – велики (L -режим). С ростом надкритичности скорость генерируемого течения также растет, потоки на стенку уменьшаются (H -режим), а течение становится квазипериодическим во времени (ELM -ы). Для дальнейшего существенно, что в этих режимах возбуждается малое число гармоник (порядка 5–8). Это наводит на мысль попробовать описать эти процессы гораздо более простой системой обыкновенных дифференциальных уравнений для амплитуд гармоник типа системы Лоренца.

Для описания генерации течения достаточно учесть только пять амплитуд – X, Y, Z, V и W

$$n = Y \cdot \sin(2\pi m y / y_0) \sin(\pi x / x_0) + Z \cdot \sin(2\pi x / x_0), \quad (4)$$

$$\phi = (V + X \cdot \cos(2\pi m y / y_0)) \sin(\pi x / x_0) + W \cdot \sin(2\pi m y / y_0) \sin(2\pi x / x_0). \quad (5)$$

Здесь x_0 и y_0 – размеры плазменного слоя, m – характерный номер полоидальной моды. Функции X, Y, Z те же, что и в модели Лоренца, а V, W необходимы для описания нового эффекта – генерации среднего полоидального течения (амплитуда V). Соответствующая поправка к "вихрю" (W) необходима для зацепления V с системой Лоренца.

Из уравнений (1)–(3) с учетом (4), (5) получаем систему:

$$\frac{dX}{dt} = VW + \gamma_g Y - \gamma_X X, \quad (6)$$

$$\frac{dY}{dt} = -ZX + \gamma_g X - \gamma_Y Y, \quad (7)$$

$$\frac{dZ}{dt} = YX - \gamma_Z Z, \quad (8)$$

$$\frac{dV}{dt} = -WX - \gamma_V V, \quad (9)$$

$$\frac{dW}{dt} = -cVX - \gamma_W W. \quad (10)$$

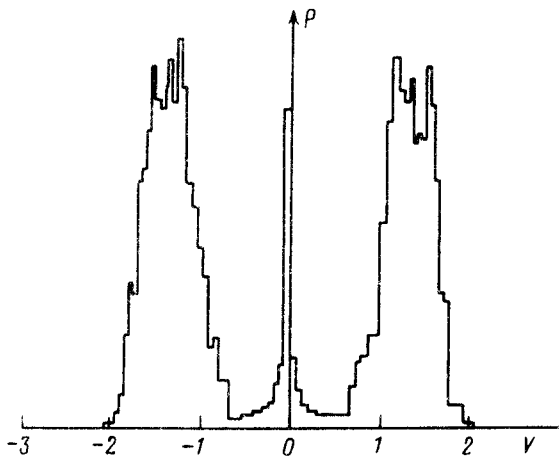


Рис.2

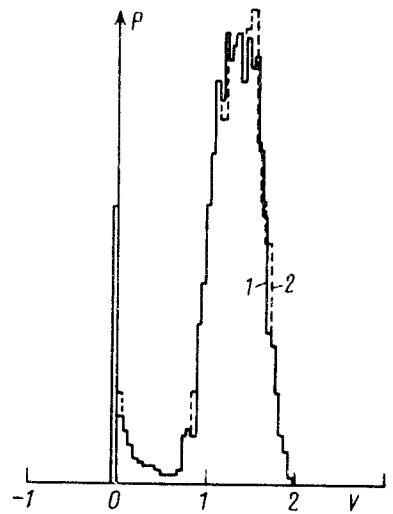


Рис.3

Рис.2. Распределение вероятности $P(V)$ при $V_0 = 0$ и $\gamma_g = 1$, полученное из двух решений с отличающимися знаками начальных условий (конкретно, у переменной X)

Рис.3. То же, что и на рис.2, но при $V_0 = 0,01$ (кривая 1) и при $V_0 = 0,05$ (кривая 2)

Здесь все γ положительны и выражаются через характерные параметры задачи, а $0 < c < \frac{3}{4}$.

Предлагаемая малопараметрическая модель (6)–(10) качественно верно воспроизводит результаты более подробного двумерного моделирования плазмы (см. ¹ и рис.1, представляющий типичные результаты численного интегрирования системы (6)–(10)). Модель позволяет также описать экспериментально наблюдаемый ⁴ эффект выделенности знака сдвига скорости течения. Для этого, однако, следует учесть опущенный ранее эффект возникновения электрического поля в плазме вследствие различия в удержании ионов и электронов, особенно вблизи сепаратриссы. При этом, как будет показано ниже, даже заведомо малое "затравочное" электрическое поле в плазме, обусловленное различием классических механизмов переноса ионов и электронов, однозначно определяет знак сдвига скорости генерируемого течения.

На рис.2 представлено распределение P относительного времени пребывания значения скорости V в заданном интервале, полученное из двух численных решений системы (6)–(10) с отличающимися знаками начальных условий (рассматривались длительные отрезки времени процесса, до 1000 обратных инкрементов неустойчивости Релея–Тэйлора и более). Главная особенность распределения вероятности – его практически симметричный вид – обусловлена отсутствием выделенного направления завихренности в исходных уравнениях (1)–(3) и, следовательно, в модели (6)–(10). Источником несимметрии P может служить характерное для плазмы различие в удержании электронов и ионов, особенно вблизи сепаратриссы и за нею. Обычно потери электронов вдоль разомкнутых силовых линий превышают поперечный перенос ионов, и в итоге плазма заряжается ⁴, то есть появляется радиальное электрическое поле

и соответствующий сдвиг скорости полоидального вращения. Этот постоянно действующий фактор (или механизм) формально можно включить в нашу малопараметрическую модель добавлением в уравнение для скорости V некоторого источника "затравочной" скорости V_0 . Тогда при неизменных прочих уравнениях модели уравнение (9) примет вид:

$$\frac{dV}{dt} = -WX - \gamma_V (V - V_0). \quad (9a)$$

Анализ численных решений системы (6)-(8), (9a), (10) в зависимости от амплитуды затравочной скорости V_0 показывает, что характерная амплитуда решения значительно (на 2 и более порядков) превышает величину V_0 и чувствительна лишь к знаку V_0 , а не к ее величине, причем знак генерируемого сдвига скорости совпадает со знаком V_0 . Другими словами, направление генерируемого электрического поля совпадает с затравочным. Конкретно в нашем случае значения $V_0 \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ "управляли" знаком сдвига скорости при характерных амплитудах этого сдвига $V \approx 1 - 10$, то есть, при различии амплитуд управляющего и управляемого сигналов на 2 порядка. На рис.3 представлены распределения вероятности P для тех же самых значений параметров задачи (и начальных условий), что и на рис.2, но при $V_0 = 10^{-2}$ и $V_0 = 5 \cdot 10^{-2}$. Приведенные распределения демонстрируют явную несимметрию знака сдвига скорости. При этом динамика и энергетика генерируемого течения контролируются неустойчивостью Релея-Тэйлора. Слабая же затравочная неамбиполярность потерь ионов и электронов управляет знаком сдвига скорости.

-
1. N.N.Kukharkin, M.V.Osipenko, O.P.Pogutse, and V.M.Gribkov, The studies of convection in the edge tokamak plasma, D-4-14, XIV Intern. conf. on Plasma Phys. & Controlled Nuclear Fusion Research, Wurzburg, Germany, 1992.
 2. P.H.Diamond, V.Shapiro, V.S.Shevchenko et al., Self-regulation of fluctuation levels and transport by generation of sheared electric fields, D-2-4, ibid.
 3. J.F.Drake, J.M.Finn, P.Guzdar et al., Tokamak edge transport, sheared flow and the $L - H$ transition, D-2-5-1(C), ibid.
 4. R.J.Taylor, M.L.Brown, B.D.Fried et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 2365 (1989); R.J.Groebner, K.H.Burrell and R.P.Seraydarian, Phys. Rev. Lett. **64**, 3015 (1990).