

04

Моделирование процесса поступления примесей в плазму токамака

© *Е.Г. Кавеева, А.Х. Бекхейт, С.П. Воскобойников, В.А. Рожанский, Д. Костер, К. Боннин, Р. Шнейдер*

С.-Петербургский государственный политехнический университет
Институт физики плазмы им. Макса Планка, Ассоциация Евроатом,
D-85748 Гархинг, Германия
Институт физики плазмы им. Макса Планка, Грайфсвальд,
Ассоциация Евроатом, D-17491 Грайфсвальд, Германия

Поступило в Редакцию 17 сентября 2002 г.

Исследованы механизмы переноса примесей внутри сепаратрисы токамака. Показано, что полоидальное вращение оказывает существенное влияние на полоидальное распределение примесей. Проанализирована неоклассическая составляющая радиального потока примесей; показано, что неоклассическая часть радиального потока определяется более сложным выражением, чем стандартное неоклассическое.

Описание переноса примесей в токамаке является одной из важнейших задач, стоящих на пути к созданию термоядерного реактора. Примеси распыляются с материальных поверхностей, контактирующих с горячей плазмой, достигают сепаратрисы (последней замкнутой магнитной поверхности), а затем проникают в центральную часть плазменного шнура, вызывая потери энергии на излучение. В большом количестве работ изучался радиальный перенос примесей внутри плазменного шнура. В то же время потоки примеси вблизи сепаратрисы, которые и определяют концентрацию примесей внутри установки, являются существенно двумерными. В последнее время появилась возможность исследовать механизмы переноса примесей с помощью двумерного численного кода B2SOLPS5.0 [1], в который включены все явления, связанные с самосогласованными электрическими полями. Моделирование, в частности, позволило выяснить механизмы проникновения примесей с материальных поверхностей до сепаратрисы [2].

Данная же работа посвящена исследованию механизмов переноса примесей внутри сепаратрисы токамака. Результаты численного моде-

лирования, выполненного с помощью кода B2SOLPS5.0 для параметров токамака ASDEX Upgrade (AUG), сопоставлены с аналитическими расчетами переноса примесей внутри плазменного шнура. Показано, что полоидальное вращение оказывает существенное влияние на полоидальное распределение примесей [3–4] в отличие от представлений стандартной неоклассической теории [5–6]. Проанализирована неоклассическая составляющая радиального потока примесей и показано, что неоклассическая часть радиального потока дается более сложным выражением, чем в рамках стандартного неоклассического подхода. Соответствующий поток является промежуточным между потоками, вычисленными в [3] и [5]. Из расчетов видно, что средняя концентрация примесей вблизи сепаратрисы в L -режиме определяется процессом ионизации нейтральных атомов примеси выше X -точки, полоидальным вращением плазмы и радиальной аномальной диффузией. Неоклассический радиальный поток примесей оказывается малым по сравнению с аномальным диффузионным потоком. В то же время в случае подавления аномального переноса, например внутри транспортного барьера, неоклассический радиальный поток может играть важную роль в формировании радиального профиля концентрации примеси.

Характерные параметры моделирования соответствуют L -режиму AUG: ток по плазме $I = 1$ МА, тороидальное магнитное поле $B = 2$ Т, концентрация и температура основных (дейтерий) ионов плазмы в области $a-r = 1$ см, на внешнем обводе $n_i = 2 \cdot 10^{19} - 2.7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_i = 40 - 80$ эВ. Направление магнитного поля нормальное (тороидальный дрейф ионов направлен к X -точке). В качестве примеси был выбран углерод. Источник примеси задавался коэффициентом распыления $\gamma = 1 - 3\%$. Было сделано несколько расчетов с включенными и выключенными электрическим и диамагнитным дрейфами для выяснения их роли в распределении примеси.

При таких параметрах заметная часть нейтральных атомов углерода проникает до уровня X -точки. Снаружи от сепаратрисы примесь ионизируется до $\text{C}^{1+} - \text{C}^{3+}$ и затем эффективно увлекается основными ионами к пластинам дивертора. Влияние термосилы, направленной от пластин, выражается лишь в небольшом различии скоростей примеси и основных ионов. Распределение концентрации определяется источником за счет ионизации низших зарядовых состояний и рекомбинации C^{4+} и скоростью основных ионов [2].

Внутри сепаратрисы основными ионизационными состояниями оказываются $\text{C}^{4+} - \text{C}^{5+}$. Источник ионов C^{4+} расположен в окрестности

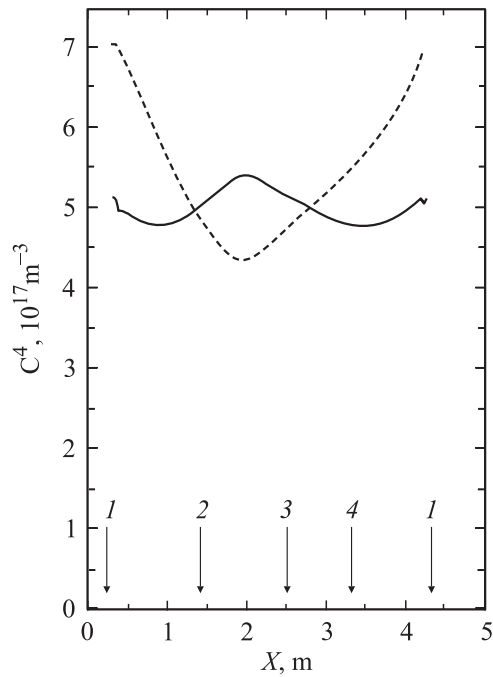


Рис. 1. Полоидальное распределение примеси C^{4+} в токамаке ASDEX-Upgrade. Параметры расчета: $n_i = 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_i = 80 \text{ eV}$ в области $a-r = 1 \text{ см}$ на внешнем обводе. Пунктирная линия соответствует расчету без дрейфов, сплошная — расчету с дрейфами. Полоидальная координата направлена по часовой стрелке, длина в метрах приблизительно соответствует величине $r\theta$ для круглого токамака. 1 — x -точка, 2 — внутренний обвод, 3 — верх, 4 — внешний обвод.

X -точки (в нижней части магнитной поверхности), поэтому в отсутствие дрейфов максимум концентрации примеси расположен там же. Ширина этого максимума определяется радиальной и продольной диффузией и распределением источника (нейтрального углерода). После включения дрейфов распределение примеси по полоидальному углу становится более однородным и в некоторых случаях появляется новый максимум концентрации в верхней части магнитной поверхности или вблизи внутреннего обвода (рис. 1, 2).

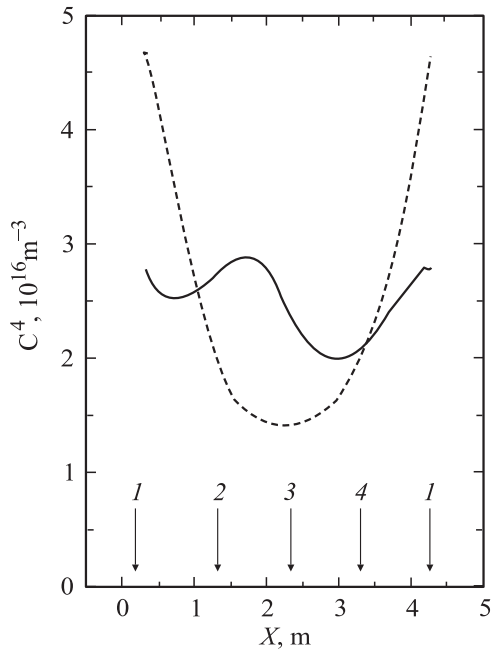


Рис. 2. Полоидальное распределение примеси C^{4+} в токамаке ASDEX-Upgrade. Параметры расчета: $n_i = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_i = 40 \text{ eV}$ в области $a-r = 1 \text{ cm}$ на внешнем обводе. Пунктирная линия соответствует расчету без дрейфов, сплошная — расчету с дрейфами. Полоидальная координата направлена по часовой стрелке, длина в метрах приблизительно соответствует величине $r\theta$ для круглого токамака.

Аналитически перенос примеси вблизи сепаратрисы удастся рассчитать при условии

$$\max\left(\frac{D_{I\parallel} b_{\theta}^2}{r^2}, \frac{T_i}{eBr} \frac{1}{L_i} (1 + k_T \eta_i)\right) \gg \frac{D_{I\perp}}{L_i^2}, \quad (1)$$

где $D_{I\parallel} = \frac{T_i}{cZ^2 \sqrt{2} m_i v_i}$ — это коэффициент продольной диффузии примесей с зарядом Z относительно основных ионов, $D_{I\perp}$ — коэффициент аномальной радиальной диффузии примесей, r — малый и R — большой радиусы токамака, $L_{I,i}$ — характер-

ные радиальные масштабы концентрации примесей и основных ионов, $b_\theta = B_\theta/B$ — отношение полоидального и тороидального магнитного поля, $\eta_i = d \ln(T_i)/d \ln(n_i)$. Остальные обозначения: v_i — частота столкновений основных ионов, k_T — коэффициент в неоклассическом выражении для радиального электрического поля [4] ($k_T = 2.7$ в режиме Пфирша–Шлютера) $E^{(NEO)} = \frac{T_i}{e} \left(\frac{d \ln n_i}{dr} + k_T \frac{d \ln T_i}{dr} \right) - b_\theta \langle V_{\parallel} B \rangle$; C — коэффициент в силе трения, действующей на ионы примеси, $R_{I\parallel} = CZ^2 \sqrt{2} n_I m_i v_i (V_{i\parallel} - V_{I\parallel})$; $\tilde{\alpha} = \frac{(Z^2 - Z)\alpha - 1 + ZT_e/(T_e + T_i)}{Z^2 C}$, где α — коэффициент в термосиле $R_{I\parallel}^T = \alpha(Z^2 - Z)b_\theta n_I \frac{\partial T_i}{r \partial \theta}$. Индекс I во всех обозначениях соответствует ионам примеси, i — ионам основной компоненты. Температура T_i основных ионов и примесей считается одинаковой. Для простоты ограничимся выражениями в приближении круглого токамака с большим аспектным отношением. Предположим также, что источник примеси S_I не оказывает заметного влияния на полоидальное распределение концентрации:

$$\frac{T_i}{eBR} \frac{1}{L_i} (1 + k_T \eta_i) \gg \frac{D_{I\perp}}{L_i^2}. \quad (2)$$

Условие (1) означает, что концентрация примеси выравнивается по магнитной поверхности за счет продольной диффузии или полоидального вращения. При этом средняя концентрация в основном определяется аномальной радиальной диффузией и может быть получена из уравнения

$$-\frac{\partial}{\partial r} \left(2\pi r D_{I\perp} \frac{\partial \langle n_I T_i \rangle}{\partial r} \right) = \int_0^{2\pi} r \left(1 + \frac{r}{R} \cos \theta \right) S_I d\theta. \quad (3)$$

Возмущение концентрации примесей, зависящее от полоидального угла, мало. Характер решения зависит от величины параметра

$$A = CZ^2 \sqrt{2} \frac{1}{b_\theta^2} \frac{v_i}{\omega_{ci}} r \left| \frac{\partial \ln(n_i)}{\partial r} + k_T \frac{\partial \ln(T_i)}{\partial r} \right| \approx CZ^2 \sqrt{2} \frac{r}{L_i} \frac{1}{b_\theta^2} \frac{v_i}{\omega_{ci}} (1 + k_T \eta_i). \quad (4)$$

Здесь и далее в радиальных производных подразумеваются усредненные по магнитной поверхности значения n_i , n_I , T_i . Решая совместно уравнения продольного баланса сил и неразрывности для

ионов примеси, получаем выражение для полоидального распределения концентрации:

$$n_I = \langle n_I \rangle \left[1 + \frac{r}{R} \frac{2A}{\sqrt{1+A^2}} \frac{1 + (1 - 0.45\tilde{\alpha})\eta_i}{1 + k_T\eta_i} \sin(\theta - \phi) \right], \quad (5)$$

где $\phi = \arctg(A)$, угол θ отсчитывается от внешнего обвода в направлении против часовой стрелки.

Согласно неоклассической теории, средний радиальный поток примеси через магнитную поверхность можно получить при усреднении тороидальной компоненты баланса сил:

$$0 \approx n_I V_{Ir} B_x + CZ^2 \sqrt{2} n_I m_i v_i (V_{i\parallel} - V_{I\parallel}) + R_{I\parallel}^T. \quad (6)$$

Здесь мы пренебрегаем инерциальным слагаемым и различием между продольной и полоидальной компонентами силы трения и термосилы. Усредняя уравнение (6) с весом R/B_x , получаем средний поток примеси:

$$\langle n_I V_{Ir} \rangle = - \frac{\oint \frac{2\pi R}{B_x} (CZ^2 \sqrt{2} n_I m_i v_i (V_{i\parallel} - V_{I\parallel}) + R_{I\parallel}^T) r d\theta}{\oint 2\pi R r d\theta}. \quad (7)$$

Термосила определяется градиентом температуры основных ионов, связанным с пфирш-шлютеровскими потоками тепла:

$$\frac{\partial T_i}{\partial \theta} = 0.64 \frac{v_i}{\omega_{ci} b_\theta^2} \frac{\partial T_i}{\partial r} \left(1 - \frac{B^2}{\langle B^2 \rangle} \right). \quad (8)$$

Разность скоростей примеси и основных ионов зависит от возмущения концентрации примеси и, следовательно, от параметра A . Получаем выражение для потока примеси:

$$\begin{aligned} \langle n_I V_{Ir} \rangle &= \left(\frac{\partial \ln(n_i)}{\partial r} - \frac{1}{Z} \frac{\partial \ln(n_I)}{\partial r} + \left(1 - 0.45\tilde{\alpha} - \frac{n_I}{Z n_i} \right) \frac{\partial \ln(T_i)}{\partial r} \right) \\ &\times q^2 \frac{v_i}{\omega_{ci}} C 2\sqrt{2} Z \frac{1}{1+A^2} \frac{n_I T_i}{eB} + \left(\frac{1}{A^2} + \frac{\eta_i (k_T - 1 + 0.45\tilde{\alpha})}{1 + k_T \eta_i} \right) \\ &\times q^2 \frac{v_i}{\omega_{ci}} 1.28 \frac{T_e}{T_e + T_i} \frac{A^2}{1+A^2} \frac{n_I T_i}{eB} \frac{\partial \ln(T_i)}{\partial r}. \end{aligned} \quad (9)$$

В рамках стандартного неоклассического описания [5,6] разность скоростей вычисляется в предположении, что возмущение концентрации на магнитной поверхности много меньше обратного аспектного отношения. В нашем рассмотрении это случай $A \ll 1$. Возмущение концентрации примеси в этом случае распределено как синус угла θ , максимум расположен в верхней части установки. Разность скоростей примеси и основных ионов дается формулой [5,6], причем диффузия примеси может давать в нее значительный вклад. В выражении (9) доминирует первое слагаемое (в Z раз больше второго).

В случае $A \gg 1$ продольная диффузия примеси мала и ей можно пренебречь. Возмущение концентрации имеет максимум на внутреннем или внешнем обводе. При вычислении разности скоростей требуется его учитывать. Первое слагаемое в выражении (9) становится мало, перенос примеси определяется вторым слагаемым. Этот предельный случай был рассмотрен в работах [3,4].

В промежуточном случае $A \approx 1$, максимум концентрации занимает промежуточную позицию. В выражении (9) первое и второе слагаемое остаются сравнимыми.

Если неравенство (1) не выполняется, профиль концентрации пикирован в области источника, при удалении от которого она быстро спадает. Средняя концентрация зависит от характерных поперечных длин диффузии $L_D \approx L_I \sqrt{D_{I\parallel} b_0^2 / D_{I\perp}}$, поперечного дрейфа $L_d \approx T_i (1 + k_T \eta_i) L_I^2 / D_{I\perp} e B L_i$ и источника примеси L_s . Если наибольшая из них меньше, чем поперечная длина магнитной поверхности, концентрация может быть оценена как

$$n_I \sim \frac{\langle S \rangle L_s L_I^2}{D_{I\perp} \max\{L_s, L_d, L_D\}}. \quad (10)$$

В нашем моделировании условие (1) хорошо выполнялось для расчетов с $T_i = 80$ eV. Даже в отсутствие дрейфов концентрация примеси C^{4+} в этих расчетах возмущена не сильно (рис. 1). Промежуточное положение максимума при наличии дрейфов соответствует величине параметра $A \approx 1$, дополнительный максимум концентрации вблизи X-точки определяется ионизационным источником.

Для расчетов с $T_i = 40$ eV характерные длины $L_D \approx 1$ м, $L_s \approx 1.2$ м, $L_d \approx 2 \div 5$ м, в то время как длина магнитной поверхности составляет 4 м. Поэтому в отсутствие дрейфов концентрация неоднородна, а включение дрейфов приводит к ее значительному выравниванию (рис. 2).

Следует заметить, что при наличии аномального переноса неоклассические эффекты не играют большой роли. Так, в моделировании *L*-режима токамака ASDEX-Upgrade неоклассический радиальный поток примеси оказывался на порядок меньше, чем аномальный. В то же время влияние неоклассических механизмов на накопление примеси в *H*-режиме может быть весьма значительным.

Работа была поддержана грантами INTAS N 457, РФФИ № 00-02-16670 и грантом РФФИ для молодых ученых № 02-02-06054.

Список литературы

- [1] *Rozhansky V., Voskoboynikov S., Kaveeva E., Coster D., Schneider R.* // Nucl. Fus. 2001. V. 41. P. 387.
- [2] *Rozhansky V., Kaveeva E., Voskoboynikov S., Bekheit A.H., Coster D., Bonnin X., Schneider R.* // J. Nucl. Mater. 2002. (in press).
- [3] *Рожанский В.А., Цендин Л.Д.* // Физика плазмы. 1979. Т. 5. С. 771.
- [4] *Rozhansky V., Tendler M.* // Reviews of Plasma Physics. Vol. 19 (Kadomtsev B.B., ed.). New York: Consultants Bureau, 1996. P. 147.
- [5] *Rutherford P.H.* // Phys. Fluids. 1974. V. 17. P. 1787.
- [6] *Hirshman S.P., Sigmar D.J.* // Nucl. Fus. 1981. V. 21. P. 1079.