

Санкт – Петербургский Государственный Политехнического Университета

На правах рукописи

Амр Хашем Бакхит

**Моделирование переноса примесей
в простеночной плазме токамака**

Специальность 01.04.04-Физическая электроника

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-
математических наук

Санкт-Петербург
2003

Работа выполнена в Санкт–Петербургском государственном политехническом университете

Научный руководитель- доктор физико-математических наук,

Профессор Рожанский Владимир Александрович

Официальные оппоненты : доктор физико-математических наук,
Профессор, Шнеерсон Герман Абрамович

Кандидат физико-математических наук старший научный сотрудник ФТИ , Сахаров Николай Владимирович

Ведущая организация : Санкт–Петербургский Государственный Университет

Защита состоится « 20 » .02. 2003г. В _____ часов на заседании диссертационного совета Д 212.22901 при Санкт–Петербургском Государственном Политехническом Университете по адресу:195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д.29. , к. _____ ауд.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Санкт–Петербургского государственного политехнического университета.

Автореферат разослан «20 » .01. 2003г.

Ученый секретарь специализированного совета

Водоватов И . А

доктор физико-математических наук, профессор

Общая характеристика работы

Актуальность работы

Вопрос о содержании примесей в плазме токамаков и механизмах ее поступления с материальных поверхностей является ключевым в проблеме управляемого синтеза. Существующие эксперименты на различных токамаках свидетельствуют о том, что основное поступление примесей в плазму обусловлено непосредственным воздействием плазмы на поверхности стенок и диверторных пластин. Примеси играют отрицательную роль, потому что примеси охлаждают основную плазму за счет потерь энергии на излучение. С другой стороны, излучение примесей вблизи стенок и диверторных пластин охлаждает пристеночную плазму и уменьшает тепловую нагрузку на пластины. В связи с этим возникает вопрос о распределении примеси в пристеночной плазме токамака. Важную роль при этом, наряду с процессами диффузии и термодиффузии, играют дрейфы в самосогласованных электрических и тороидальном магнитном полях. Влияние дрейфов на поступление примесей до настоящего времени исследовано не было. Таким образом, выяснение механизма поступления примесей в плазму токамака и в частности исследование роли дрейфов в скрещенных полях является весьма актуальной задачей.

Целью работы

является исследование влияния дрейфов в скрещенных полях на перенос примесей в пристеночной плазме токамака.

Научная новизна

В данной работе впервые использована полная система гидродинамических уравнений для основных ионов и ионов примеси для расчета пристеночной плазмы токамака с учетом самосогласованных электрических полей. Впервые произведен полный расчет распределения примесей с помощью кода B2SOLPS5.0. Впервые учтены все существенные компоненты токов и дрейфовых потоков плазмы. С помощью кода B2SOLPS5 было впервые проведено моделирование поступления примесей в токамаки ASDEX Upgrade и EGYPTOR. Впервые показано, что полоидальный дрейф примесей и параллельный поток из-за увлечения основными ионами, ведут к более гладкому полоидальному распределению плотности высокоионизованных примесей., таким образом заметно увеличивая плотность примеси в верхней части тора. Впервые продемонстрировано, что воздействие дрейфов в SOL на низкоионизованные зарядовые состояния менее значительно из-за объединенного эффекта полоидального дрейфа примесей и изменения параллельной скорости основных ионов во встречном направлении. Впервые показано, что в противоположность электрическому дрейфу, диамагнитный дрейф не оказывает сильного влияния на распределение примесей.

Основные результаты выносимые на защиту

1. Выяснение роли полоидального вращения в процессе перераспределения примеси в пристеночной плазме токамака.
2. Полоидальный дрейф и параллельный поток из-за увлечения основными ионами ведут к более гладкому полоидальному распределению плотности

высокоионизованных ионов примеси, таким образом заметно увеличивая их плотность в верхней части тора.

3. Диамангнитной дрейф не производит значительного перераспределения примеси.
4. Воздействие дрейфов на низкоионизованные зарядовые состояния мало из-за объединенного эффекта полоидального дрейфа примесей и изменения параллельной скорости основных ионов во встречном направлении.

Практическая ценность работы.

В результате работы впервые проведены расчеты распределения плазмы и примесей в пристеночной плазме токамаков ASDEX Upgrade и EGYPTOR. Эти расчеты будут использованы для анализа экспериментов на этих установках и для проектирования оптимальной диверторной конфигурации. Результаты могут быть использованы для исследования пристеночной плазмы других диверторных токамаков, в частности для расчета токамаков JET, ALCATOR Cmode, DIII-D, токамака -реактора ITER и проектируемого токамака T15M.

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов подтверждается совпадением результатов расчетов при выключенных дрейфах с расчетами других авторов, выполненных с использованием предыдущей версии кода. Рассчитанные профили излучения углерода, проинтегрированные вдоль луча зрения, согласуются с измерениями на токамаке ASDEX Upgrade. Распределение высокоионизованных ионов углерода находится в качественном согласии с аналитическими результатами, полученными в рамках неоклассической теории.

Публикации.

По материалам диссертации опубликовано 2 работы.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации докладывались на XXIX звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, город Звенигород, 2001г, на международной конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью в установках УТС», Япония, 2002 г, а также на семинарах института физики плазмы им. Макса Планка, Грейсвальд, Германия, института физики плазмы им. Макса Планка, Гархинг, Германия, на кафедре физики плазмы Санкт-Петербургского государственного политехнического университета и на кафедре физической электроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

Авторский вклад.

Автором проведены численные расчеты распределения примесей на базе существующего кода B2SOLPS5.0 и выполнен анализ результатов. Все результаты, изложенные в диссертации, получены автором лично, либо при его определяющем личном участии.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и списка литературы (55 наименований). Общий объем диссертационной работы 113 страницы.

Содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность проблемы, сформулированы цель и задачи диссертации, показана научная новизна работы, дан краткий обзор основных результатов по рассматриваемым вопросам, описана структура и приведено краткое содержание диссертации.

Глава I данной работы посвящена изложению и анализу двумерной системы редуцированных гидродинамических уравнений удобной для использования в численных кодах. Эта система уравнений использована для расчета переноса примесей с помощью кода B2SOLPS5.0 в главах 2,3. Обсуждается также геометрия задачи и система координат. Подход похож на использованный в работах [Rognlien T.D., Ryutov D.D,1998], однако все существенные слагаемые в уравнениях сохранены. Данная система уравнений предложена в работе [V. Rozhansky, E.Kaveeva, S.Voskoboynikov, D.Coster, X.Bonnin, R.Schneider,2000]. В уравнение неразрывности для ионов включены диамагнитный и электрический дрейфы.

В уравнении продольного баланса сил сохранена поперечная вязкость, корректно записана продольная вязкость и учтены потоки продольного импульса, связанные с тороидальным дрейфом. Аномальные эффекты учитываются с помощью замены значений коэффициентов поперечной диффузии, вязкости и теплопроводности на аномальные значения, известные из эксперимента. При выводе новых уравнений проведено аналитическое исключение бездивергентных частей диамагнитных токов, а также диамагнитных потоков частиц и энергии.

Непосредственное использование исходных уравнений приводит к большим численным ошибкам, поскольку в коде возникают малые разности больших по модулю величин. С точки зрения физики бездивергентная часть потоков объясняется ларморовским вращением заряженных частиц. Дивергентная же часть описывает дрейф в искривленном и неоднородном магнитном поле, связанный с реальным движением ведущих центров.

Используется система уравнений переноса основных ионов и ионов примеси в тороидальной геометрии с координатами x вдоль магнитного поля и y перпендикулярного магнитного поля, z - координат в тороидальном направлении. Компоненты метрического тензора:

$$h_x = \frac{1}{\|\nabla x\|}, \quad h_y = \frac{1}{\|\nabla y\|}, \quad h_z = \frac{1}{\|\nabla z\|}, \quad \sqrt{g} = h_x h_y h_z, \quad h_z \rightarrow 2\pi R, \text{ где } R - \text{большой радиус.}$$

Область, в которой выполнялось моделирование, представлена на рис.1.

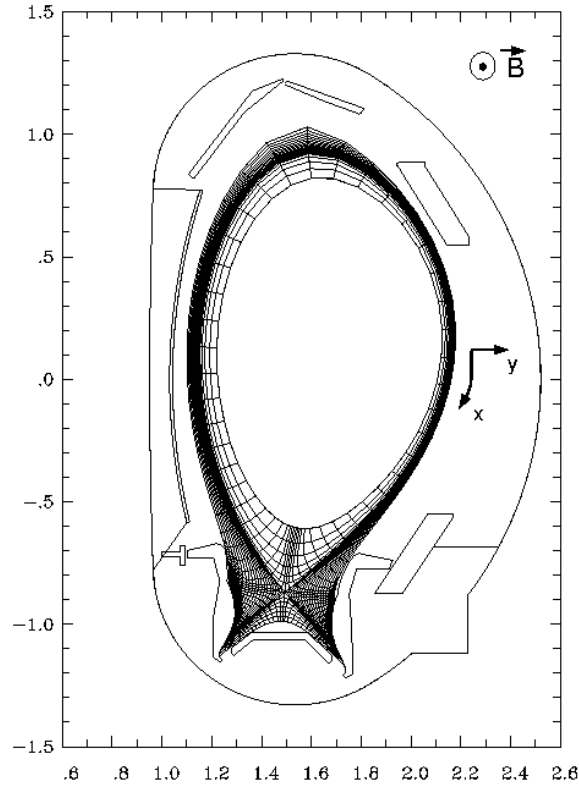


Рис.1

В диссертации приводится полная система уравнений для многокомпонентной плазмы.

Решаются следующие уравнения для ионов примеси

Уравнение баланса частиц:

$$\frac{\partial n_I}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} \Gamma_{Ix} \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} \Gamma_{Iy} \right) = S_I^n \quad (1)$$

где потоки частиц

$$\Gamma_{Ix} = \left(b_x V_{\parallel I} + b_z V_{I\perp}^E + b_z \tilde{V}_{I\perp}^{(dia)} \right) n_I - D_{ANI}^n \frac{b_z}{h_x n_I} \frac{\partial n_I}{\partial x} - D_{ANI}^P \frac{b_z}{h_x n_I} \frac{\partial n_I T_I}{\partial x}$$

$$\Gamma_{Iy} = \left(V_{Iy}^E + \tilde{V}_{I\perp}^{(dia)} \right) n_I - D_{ANI}^n \frac{1}{h_y n_I} \frac{\partial n_I}{\partial y} - D_{ANI}^P \frac{1}{h_y n_I} \frac{\partial n_I T_I}{\partial y},$$

$$\tilde{V}_{I\perp}^{(dia)} = \frac{T_I B_z}{Z_I e b_z} \frac{1}{h_y} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{B^2} \right), \quad \tilde{V}_{Iy}^{(dia)} = \frac{T_I B_z}{Z_I e h_x} \frac{1}{\partial x} \left(\frac{1}{B^2} \right)$$

$$V_{\perp}^{(E)} = -\frac{1}{B} \frac{1}{h_y} \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad V_y^{(E)} = -\frac{B_z}{B} \frac{1}{h_x} \frac{\partial \Phi}{\partial x}$$

Продольный баланс сил для ионов примеси

$$\left[m_I \frac{\partial (n_I V_{I\parallel})}{\partial t} + \frac{1}{h_z \sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h_z \sqrt{g}}{h_x} \Gamma_{Ix}^m \right) + \frac{1}{h_z \sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h_z \sqrt{g}}{h_y} \Gamma_{Iy}^m \right) \right] =$$

$$-\frac{b_x}{h_x} \frac{\partial (n_I T_I)}{\partial x} - b_x \frac{en_I}{h_x} \frac{\partial \phi}{\partial x} + F'_k + \left(\nabla \pi_I^{\parallel I} \right)_{\parallel} + S_{I\parallel}^m + \sum_I v_{iI} n_i m_i (V_{I\parallel} - V_{i\parallel}) + \sum_I R_{I\parallel}^T \quad (2)$$

где

$$\Gamma_{Ix}^m = m_I V_{I\parallel} \Gamma_{Ix} - \eta'_2 \frac{\partial V_{I\parallel}}{h_x \partial x}, \quad \Gamma_{Iy}^m = m_I V_{I\parallel} \Gamma_{Iy} - \eta'_2 \frac{\partial V_{I\parallel}}{h_y \partial y}$$

$$F'_k = -m_I \left(\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} n_I V_{\parallel I} V_{\perp I}^{(dia)} b_z \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} n_I V_{\parallel I} V_{yI}^{(dia)} \right) \right)$$

$$\left(\nabla \pi_I^{\parallel I} \right)_{\parallel} = -\frac{4}{3} b_x B^{3/2} \frac{1}{h_x} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\eta'_0 b_x}{B^2} \frac{1}{h_x} \frac{\partial}{\partial x} \left(B^{1/2} \left(V_{I\parallel} + \frac{B}{B_x} V_{Ix}^{(dia)} + \frac{B}{B_x} V_{Ix}^{(E)} \right) \right) \right)$$

$$- B^{3/2} b_x \frac{1}{h_x} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{b_x}{v_{iI} B^2} \frac{\partial \left[B^{1/2} \left(q_{I\parallel}^{(0)} + \frac{B}{B_x} q_{I\parallel x}^{(dia)} \right) \right]}{h_x \partial x} \right)$$

Уравнения баланса энергии для ионов примесей

$$\frac{3}{2} \frac{\partial \left(T_i \sum_I n_i \right)}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} \tilde{q}_{Ix} \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} \tilde{q}_{Iy} \right) + \frac{n_i T}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} V_{I\parallel} b_x \right)$$

$$= \frac{\eta'_0}{3} \left(2b_x \frac{1}{h_x} \frac{\partial V_{I\parallel}}{\partial x} \right)^2 + n_I T B \frac{1}{h_x h_y} \left[\frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{B^2} \right) - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{B^2} \right) \right]$$

(3)

где:

$$\tilde{q}_{ix} = \left[\frac{3}{2} \sum_I n_I \left(-\frac{b_z}{B h_y} \frac{\partial \phi}{\partial y} + b_z V_{I||} \right) - \frac{5}{2} b_z \left(\sum_I D_{ANI}^p \frac{Z_I}{n_I h_z} \frac{\partial (n_I T_i)}{\partial x} + \sum_I D_{ANI}^n \frac{Z_I}{n_I h_z} \frac{\partial n_I}{\partial x} \right) + \frac{5}{2} b_z \sum_I n_I b_z \tilde{V}_{I\perp}^{(dia)} \right] T_i - k_{I\parallel} b_x^2 \frac{1}{h_x} \frac{\partial T_i}{\partial x} - k_{I\perp} b_x^2 \frac{1}{h_x} \frac{\partial T_i}{\partial x}$$

$$\tilde{q}_{iy} = \left[\frac{3}{2} \frac{B_z}{B^2} \frac{1}{h_x} \frac{\partial \phi}{\partial x} \sum_I n_I - \frac{5}{2} \left(\sum_I D_{ANI}^p \frac{1}{n_I h_y} \frac{\partial (n_I T_i)}{\partial y} + \sum_I D_{ANI}^n \frac{1}{n_I h_y} \frac{\partial n_I}{\partial y} \right) + \frac{5}{2} \sum_I n_I \tilde{V}_{Iy}^{(dia)} \right] T_i - k_{I\perp} \frac{1}{h_y} \frac{\partial T_i}{\partial y}$$

Решаются также аналогичные уравнения для электронов и нейтрального компонента. Граничные условия для приведенной системы уравнений также обсуждаются в первой главе диссертации.

Расчеты выполнены для так называемого Пфирш-Шлютеровского режима, когда длина свободного пробега частиц не превосходит длины обхода, что оправдывает применение приведенных гидродинамических уравнений переноса.

В ранних версиях кода В2 отсутствовали явления связанные с электрическими полями и дрейфами, поэтому степень достоверности полученных результатов была не вполне ясна. На кафедре физики плазмы СПбГПУ была создана новая версия кода В2-SOLPS5.0, в который были включены все эффекты, связанные с электрическими полями (Rozhansky et al, Nucl.Fusion 2000). Был выполнен целый ряд расчетов для плазмы без примесей, и была продемонстрирована важная роль дрейфов в скрещенных полях. В то же время до сих пор не было численного описания переноса примесей в пристеночной плазме токамака, которое включало бы электрическое поле, токовые и дрейфовые эффекты.

Задачей данной работы являлось создание численной модели переноса примесей, включающей в себя все основные токи и дрейфы, и последующее численное моделирование переноса примесей в пристеночной плазме токамаков.

Во второй главе

приведено описание и анализ результатов моделирования переноса примесей для токамака ASDEX-Upgrade (AUG): Моделирование было выполнено для типичных L-режимов AUG: I=1MA, B=2T, плотность в контрольной точке, расположенной на расстоянии г-а =1cm от сепаратрисы в экваториальной плоскости $n_e=2 \cdot 10^{19} - 2.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, температура ионов (дейтерий) $T_i=40-100\text{eV}$.

Для расчетов пристеночной плазмы токамака был разработан двумерный численный код В2 (Braams и др.1996). Этот код ,усовершенствованный усилиями многих исследователей, (D. Coster, R. Schneider, X. Bonnin и др.) использовался для расчета пристеночной плазмы современных токамаков (ASDEX-Upgrade, Jet, JT-60 и др.).В этом коде решается полная систему гидродинамических уравнений, описанная выше.

Как примесь выбран углерод, который является наиболее типичной примесью в плазме (AUG). Аномальные величины диффузии и теплопроводности коэффициентов были выбраны равными для всех видов частиц: $D = 0.5 \text{ m}^2 / \text{s}$; $\chi_{e,i} = 0.7 \text{ m}^2 / \text{s}$. Источник примеси был определен химическим распылением на материальных поверхностях с коэффициентом распыления $\gamma = 1-1.5\%$. Это значение соответствует экспериментально

измеренному для типичных параметров пристеночной плазмы токамаков. В диссертации проведена серия расчетов с выключенными и включенными дрейфами, для исследования их роли в перераспределении примеси.

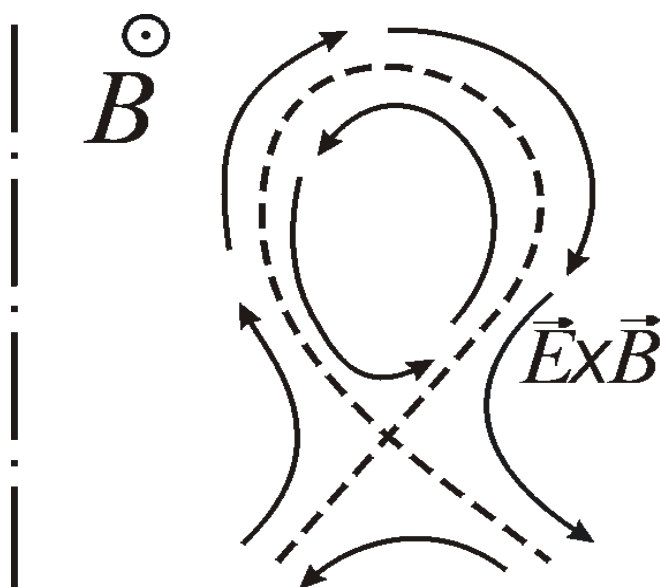
Характер распределения примеси, полученный в результате расчетов, намного сложнее, чем в простых одномерных моделях (P.Stangeby, 2001) Основные явления, не учтенные в одномерной модели, состоят в следующем:

1 Примеси летят от диверторных пластин под разными углами.

2 Эксперименты в большинстве исследованных режимов показывают, что в плазме мы имеем дело с аномальным поведением примесей, которое характеризуется поперечным коэффициентом диффузии $D \approx 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, намного превосходящим неоклассический.

В то же время, данные процессы в сильной степени определяют характер распределения примесей.

В работе (Rozhansky et al, Nucl.Fusion 2000) было найдено распределение электрического поля в плазме без примесей. Соответствующие направления $\vec{E} \times \vec{B}$ дрейфов представлены на рис. 2.

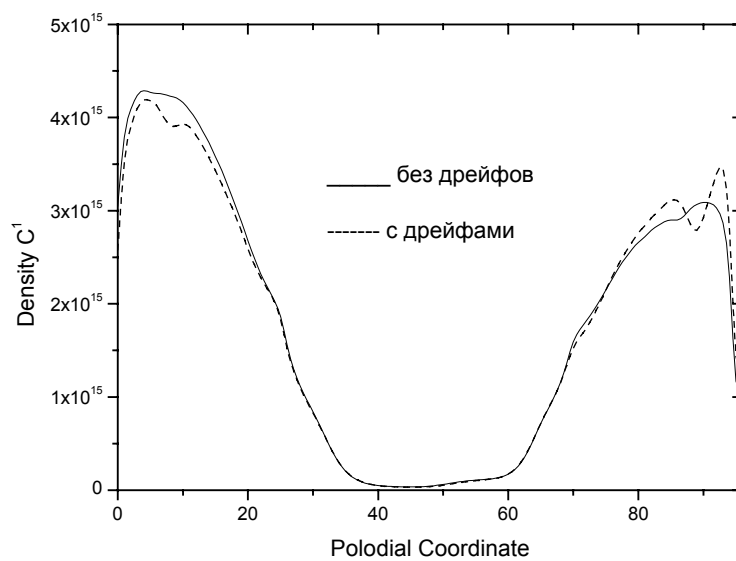


(Рис.2)

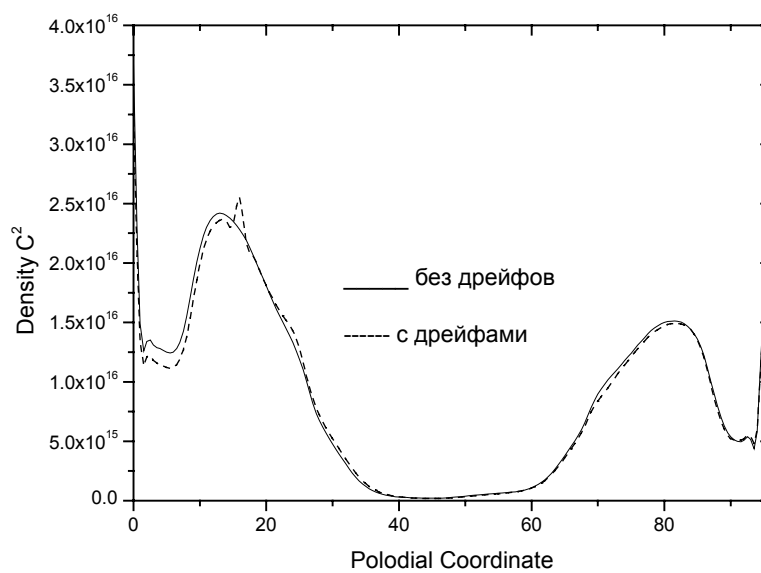
Можно было ожидать, что дрейфы окажут существенное влияние на перераспределение примесей в пристеночной плазме. В частности, высказывались предположения, что концентрация низкоионизованных примесей вблизи внутренней пластины должна уменьшиться, а их распределение должно стать более пологим. Напротив, у внешней пластины можно было ожидать повышения концентрации ионов углерода. Этого, однако, не наблюдалось в выполненных расчетах.

В диссертации выполнено полное моделирование переноса примесей с учетом дрейфов для AUG. Прежде всего, обнаружилось, что для выбранных режимов нейтральный углерод проникает до X-точки. Ниже X-точки углерод ионизируется до состояния C^{1+} - C^{3+} , Рис.3а-3в, распространяется радиально поперек магнитных поверхностей и течет назад к диверторным пластинам из-за взаимодействия с основными ионами. Основными процессами, которые определяют распределение плотности примеси, являются трение с ионами дейтерия и перпендикулярная диффузия, в то время как термосила не играет существенной роли. Исключение - область очень близкая к сепаратрисе, где низко ионизированные примеси выше X-точки текут от диверторной пластины из-за продольного градиента давления.

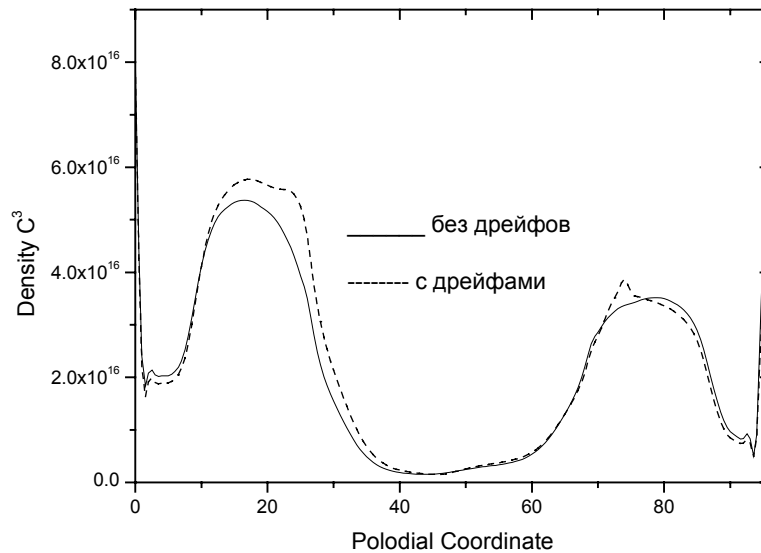
Рис.3а-3в соответствует полоидальному распределению низких уровней ионизации углерода C^{1+} - C^{3+} в SOL.



(Рис.3а)



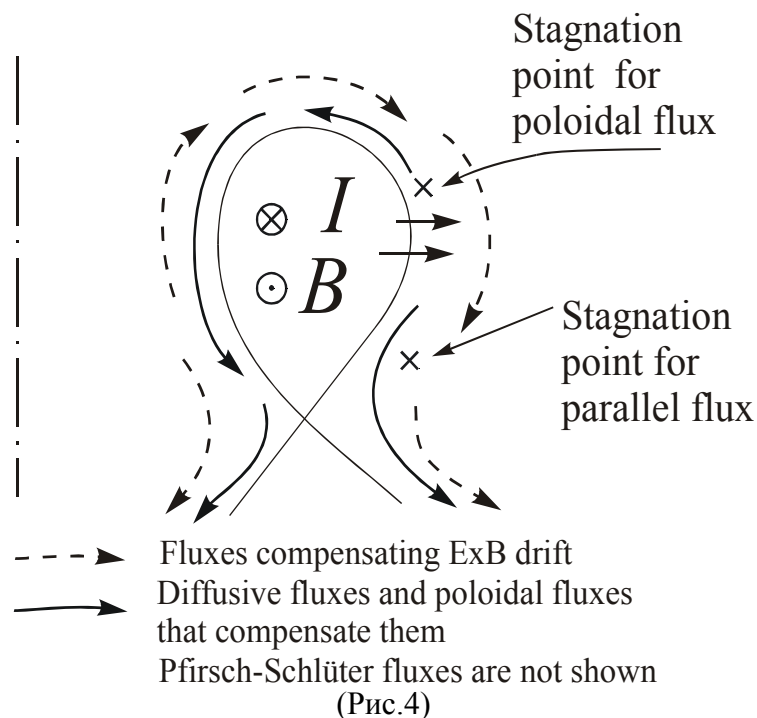
(Рис.3б)



(Рис.3В)

Видно, что включение дрейфов не изменило распределение низких уровней ионизации углерода по сравнению с расчетами без дрейфов, в среднем различие имеет порядок 10 %.

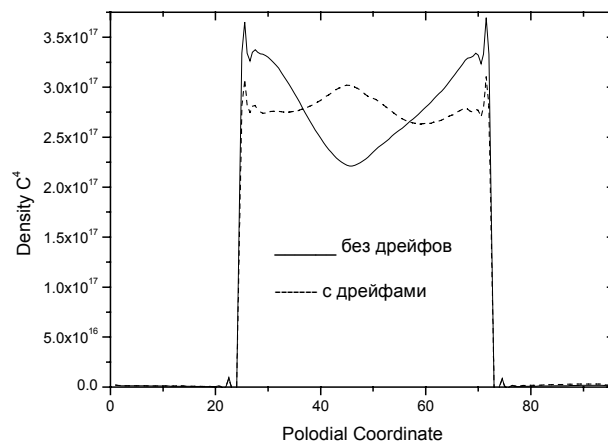
Чтобы понять роль различных потоков, направления полоидальных $\vec{E} \times \vec{B}$ дрейфов и проекции параллельных потоков представлены на рис.4 для нормального направления магнитного поля (∇B дрейф к X-точке). Как известно из моделирования [Chankin A.V, 2001], [Rozhansky V. et al 2001] параллельные потоки основных ионов значительно изменяются в присутствии дрейфов. Действительно, параллельная скорость, грубо говоря, изменяется таким способом чтобы общая полоидальная скорость (полоидальная проекция параллельной скорости плюс полоидальный дрейф) осталась почти такой как без дрейфов, см. рис. 4.



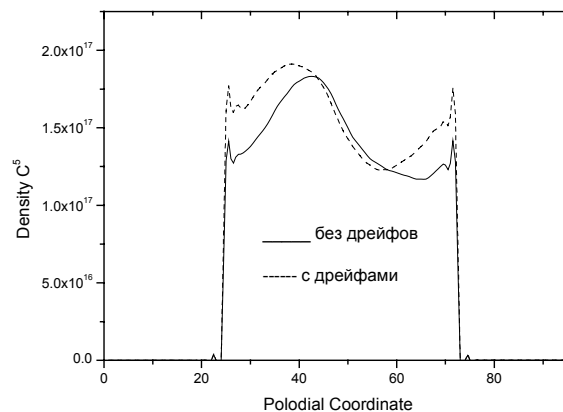
Так происходит, чтобы обеспечить одинаковые полоидальные потоки основных ионов, которые замыкают радиальные потоки из центра. Асимметричный параллельный поток ионов от внешней к внутренней пластине наблюдался на токамаках JET и JT-60 . Кроме того, специальные эксперименты были выполнены на токамаке TdeV , в которых радиальное электрическое поле в SOL было изменено путем электрического смещения SOL, и одновременно было замечено изменение параллельной скорости.

Следовательно, с одной стороны, полоидальная скорость примеси изменяется из-за дрейфа а с другой стороны, ее параллельная скорость также изменяется из-за увлечения из основными ионами в противоположном направлении, в то время как общая величина полоидальной скорости примесей остается почти той же самой. Поэтому полоидальное распределение низкоионизованных ионов примеси практически не изменяется при включении дрейфов.

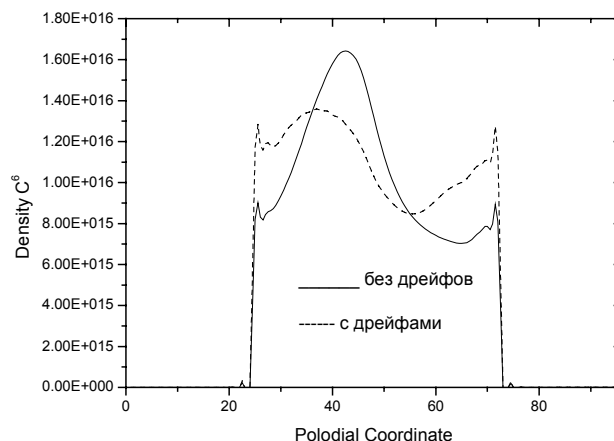
Весьма отличается ситуация для более высоких уровней ионизации на замкнутых магнитных поверхностях выше сепаратрисы. Более высокие уровни ионизации углерода (C^{4+} , C^{5+} , C^{6+}) рождаются, главным образом внутри сепаратрисы из-за последовательной ионизации нейтрального углерода. В частности, источник C^{4+} локализован в нижней части магнитной поверхности около X-точки. Когда дрейфы выключены максимум плотности C^{4+} , соответствует этой области Рис.5 . Рис.5-7 соответствует полоидальному распределению высокоионизованного углерода (C^{4+} , C^{5+} , C^{6+}) внутри сепаратрисы.



(Рис.5)



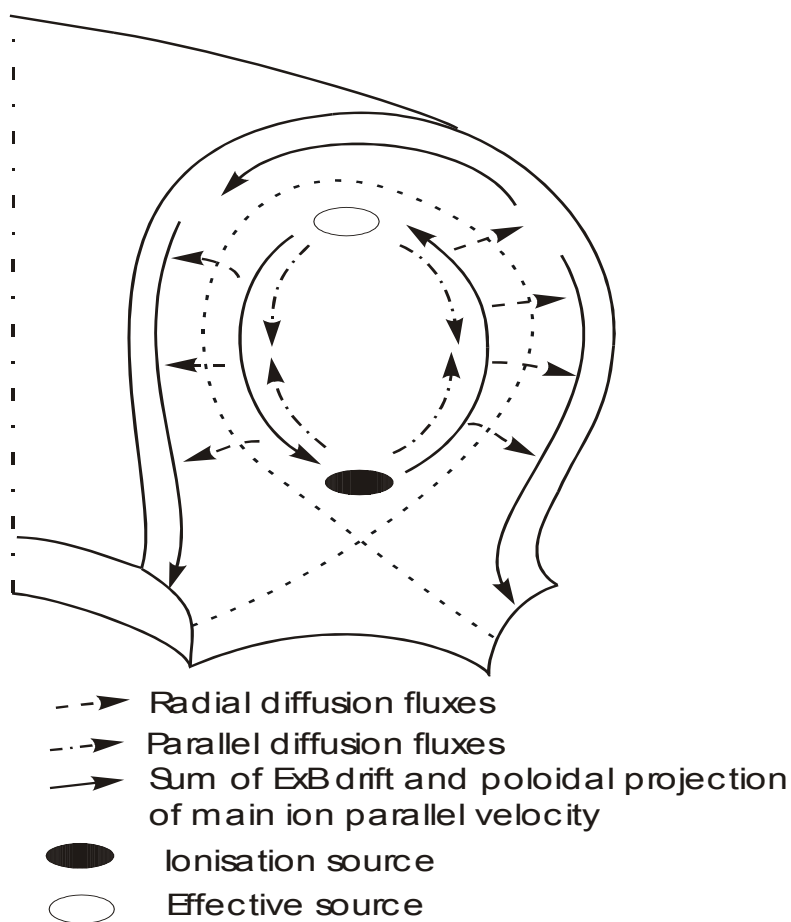
(Рис.6)



(Рис.7)

В более низкотемпературных режимах различие в полоидальном распределении высокоионизованных примесей оказывается еще более сильными. Соответствующие результаты приведены во второй главе диссертации.

Физическая причина этих различий состоит в следующем. Полоидальная ширина максимума распределения C^{4+} в отсутствие дрейфов определяется продольной и радиальной диффузией и распределением нейтрального углерода (источник). Другими словами, ионы C^{4+} диффундируют, вдоль магнитного поля относительно основных ионов и одновременно в радиальном направлении, пока они не пересекут сепаратрису и не начнут двигаться к пластинам вместе с основными ионами. Когда же дрейфы включены, наблюдается более однородное распределение C^{4+} внутри сепаратрисы, см. Рис.5. В присутствии дрейфов траектории высокоионизованных примесей показаны на Рис.8.

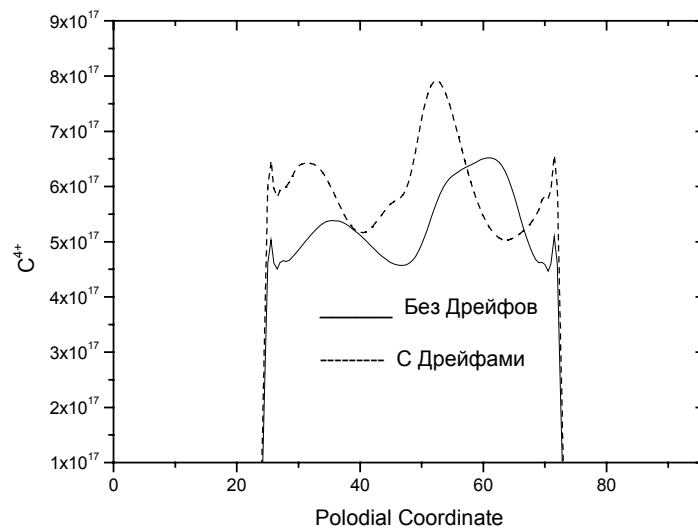


(Рис.8)

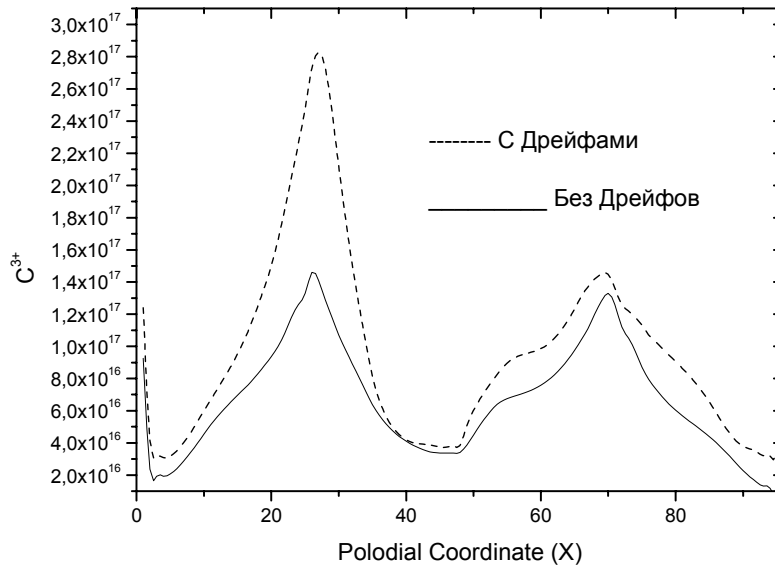
Можно видеть, что примеси, которые ионизированы выше X-точки на внутренних магнитных поверхностях, диффундируют и вращаются полоидально. Радиальные же потоки примесей определяются аномальными коэффициентами диффузии, в то время, как неоклассические эффекты очень низки. Комбинация полоидального вращения и радиальной диффузии и определяют в значительной степени более полоидально однородный профиль высокоионизованных ионов. В диссертации приводятся так называемые «траектории» частиц, которые позволяют проследить путь частицы от места рождения до места гибели на диверторных пластинах. Продемонстрировано, что часть ионов C^{4+} , ионизованных выше X-точки, вращается против часовой стрелки и за счет поперечной диффузии и увлечения основными ионами попадает в диверторную область у внутренней пластины.

Влияние ∇B дрейфа не так заметно, как влияние $\vec{E} \times \vec{B}$ дрейфов. Это может быть понято из того факта, что радиальное электрическое поле имеет порядок неоклассического поля. В таком поле $\vec{E} \times \vec{B}$ дрейф и ∇B дрейф дают вклады одного порядка в баланс частиц основной компоненты. Так как скорость ∇B дрейфа пропорциональна Z^{-1} ее вклад в баланс частиц для C^{4+} , более скромен, чем вклад $\vec{E} \times \vec{B}$ дрейфа, который одинаков для всех заряженных частиц. Это было подтверждено включением и выключением ∇B дрейфа в присутствии $\vec{E} \times \vec{B}$ дрейфа.

В **третьей главе** анализируется влияние дрейфов на распределении примеси в пристеночной плазме токамака EGYPTOR. EGYPTOR -это маленький токамак, он имеет малый радиус $a=0.1m$ и большой радиус $R=0.3m$, $I=50KA$, $B=1.7 T$, основные ионы-ионы дейтерия, температура ионов $T_i \leq 50eV$. В диссертации впервые проведены расчеты пристеночной плазмы для этого токамака. С этой для сетки, применяемой для токамака ASDEX Upgrade, было выполнено преобразование подобия. Для небольшого токамака EGYPTOR в L- режиме получены результаты качественно похожие на результаты, полученные в главе 2, Рис.9,10. На этих рисунках приведено полоидальные распределения низкоионизованных атомов углерода в SOL и высокоионизованных атомов на замкнутых магнитных поверхностях.



(Рис.9)



(Рис.10)

На рис.10 видно большее различие в распределении низкоионизованных состояний примеси в случаях с дрейфами и без дрейфов, чем для больших токамаков. Это связано с более сильным изменением концентрации и температуры в диверторной области при включении дрейфов. В результате несколько меняется распределение по ионизационным состояниям.

Основные результаты работы

В результате проведенных исследований по моделированию переноса примесей в пристеночной плазме токамака для типичных L-режимов токамаков ASDEX-Upgrade (AUG) и 'EGYPTOR', можно сделать следующие выводы:

- 1-Впервые было выполнено моделирование переноса примесей в пристеночной плазме токамаков с учетом самосогласованных электрических полей и дрейфов плазмы и примесей.
- 2-Роль $E \times B$ и диамагнитного дрейфов была впервые исследована путем включения и отключения соответствующих слагаемых в коде. Показано, что главный эффект вызывается полоидальным $E \times B$ дрейфом в высокотемпературных областях плазмы. Показано, что полоидальный дрейф примесей и параллельный поток из-за увлечения основными ионами, ведут к более гладкому полоидальному распределению плотности примесей, таким образом заметно увеличивая плотность примеси C^{4+} , C^{5+} , C^{6+} в верхней части тора.
- 3-Воздействие дрейфов в SOL более скромно из-за объединенного эффекта полоидального дрейфа примесей и изменения параллельной скорости основных ионов во встречном направлении. Влияние дрейфов на низкие зарядовые состояния менее значительно.
- 4- В противоположность электрическому дрейфу, включение и выключение диамагнитного дрейфа примесей не оказывает сильного влияния на распределение примесей.

Основное содержание диссертации опубликовано в следующих работах:

1. Бакхит А. Х, К. Боннин , С. Воскобойников, Е. Кавеева, Д. Костер, В. Рожанский, Р. Шнайдер Влияние электрических дрейфов на перенос примесей в пристеночной плазме токамака // XXIX Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, Москва, 2002.
2. V. Rozhansky, E.Kaveeva, S.Voskoboynikov, A.Bekheit, D.Coster, X.Bonnin, R.Schneider Impact of ExB Drifts on the Distribution of Impurities in the Tokamak Plasma Edge //15th International Conference on Plasma Surface Interaction In Controlled Fusion Devices 2002, Japan.