

Министерство образования и науки Российской Федерации

Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»

**Избранные вопросы физики плазмы
и её применения**

Выпуск 1

Учебное пособие

Под редакцией В.А. Курнаева

Рекомендовано к изданию УМО «Ядерные физика и технологии»

Москва 2017

УДК 533.9(075.8)
ББК 22.333я7
ИЗ2

Избранные вопросы физики плазмы и её применения. Вып. 1: Учебное пособие
Под редакцией В.А. Курнаева. М.: НИЯУ МИФИ, 2017. – 180 с.

Авторы: Н.А. Кирнева, А.Б. Кукушкин, В.С. Лисица, А.С. Кукушкин, Ю.В. Мартыненко, В.Х. Алимов, В.П. Тараканов, Е.Г. Шустин

Пособие состоит из описания некоторых актуальных и практически важных проблем, ориентирующих студентов и аспирантов кафедры физики плазмы НИЯУ МИФИ и других вузов, выпускающих специалистов по физике и применению плазмы, на их решение и применение в исследованиях. Помимо задач, связанных с управляемым термоядерным синтезом в термоядерных установках с магнитным удержанием, рассмотрены также актуальные вопросы взаимодействия плазмы с поверхностью как в термоядерных установках, так и в технологических.

Авторами статей являются преподаватели-совместители НИЯУ МИФИ, ведущие специалисты в своих предметных областях.

Предназначено для студентов старших курсов и аспирантов физических факультетов вузов в качестве дополнительного материала для читаемых курсов, а также введения в возможные предметные области их будущих конкретных исследований.

Рецензент д-р физ.-мат. наук, академик РАН В.П. Смирнов

ISBN 978-5-7262-2272-1

© Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 2017

Редактор Е.Г. Станкевич
Подписано в печать 24.04. 2017. Формат 60×84 1/16.
Печ.л. 11,25. Тираж 100 экз.
Изд. № 1/7 Заказ _____

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Каширское шоссе, 31
ООО «Полиграфический комплекс «Курчатовский»
144000, Московская область, г. Электросталь, ул. Красная, д. 42

Содержание

Процессы переноса энергии и частиц в плазме токамака.....	7
1. Уравнения переноса в плазме токамака	8
1.1. Неоклассический транспорт.....	10
1.2. Турбулентный транспорт	12
1.2.1. Дрейфовые неустойчивости	12
1.2.2. Самоорганизация плазмы	14
2. Методы исследования переноса энергии и частиц.....	14
2.1. Анализ баланса	15
2.2. Метод малой добавки	15
2.3. Модуляция источника частиц или тепла	16
3. Несколько слов о вращении плазмы	16
3.1. Тороидальное вращение	17
3.2. Полоидальное вращение плазмы	19
4. Управление процессами переноса в плазме токамака.....	19
4.1. Механизм перехода в режим улучшенного удержания. 20	
4.1.1. Шир скорости вращения	21
4.1.2. Отрицательный магнитный шир	22
4.1.3. Высокий градиент давления плазмы на стороне слабого магнитного поля	23
4.1.4. Инжекция примесей	23
4.1.5. Стабилизирующее влияние профиля тока плазмы..	24
4.2. Управление переносом частиц.....	24
5. Законы подобия.....	25
Заключение.....	28
Список литературы.....	28

Обратные задачи в спектроскопических диагностиках термоядерной плазмы.....	30
Общие сведения	30
1. Н-альфа диагностика в ИТЭР и JET.....	31
2. Томсоновская диагностика центральной плазмы в ИТЭР ...	37
3. Диагностика надтепловых электронов по электронному циклотронному излучению в Т-10 и ДЕМО.....	42
Заключение	50
Список литературы	50

Статистическая модель расчёта радиационных потерь	
плазмы со сложными ионами	52
Список литературы	59

Введение в код двумерного моделирования пристеночной	
плазмы SOLPS4.3	60
Общие сведения	60
Уравнения гидродинамики	61
Расчётные сетки	63
Дополнительные условия.....	64
Общая структура пакета и схема потоков данных	66
Схема расчётной части пакета, потоков данных и цепочки	
управления.....	66
Блок пре-процессинга.....	68
Блок первичного пост-процессинга	68
Организация структуры файлов	69
Структура директорий пользователей	70
Типичные задачи при работе с программой.....	73
Задача (а): Организация рабочего пространства.....	73
Файлы, описывающие вариант расчёта	74
Задача (b): поиск варианта в архиве.....	75
Задача (с): Добавление точки (варианта) к существующей	
серии расчётов.....	78
Организация расчёта с SOLPS4.3 на кластере МИФИ.....	81
Сигнальные файлы в LS и WS.....	81
b2.parameters: входной файл B2. Блоки (заканчиваются	
строками / или &end).....	82
Задача (е): Типичный мониторинг работающего варианта	82
Запись промежуточных результатов в CS	83
Задача (d): Графическое представление данных варианта	84
b2plot: выборка данных из варианта	84
Задача (f): Создание сводных графиков	85
Пример страницы из серии сводных графиков.....	86
Сводные графики: контрольные файлы.....	87
Файл last_2d_write_input.in	88
Файл filelist.smt	89
Файл plot_series	89
Список литературы	90

«Аномальный» отклик плазмы на тепловые импульсы в токамаках и стеллараторах:

эксперимент и теория	91
Общие сведения	91
1. Диффузионная модель.....	94
2. Постановка задачи	97
3. Трудности диффузионной модели	98
4. Об оценках с простейшим законом Ома.....	101
5. От статического к динамическому рассмотрению	102
6. Строгий подход к вычислению $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$	105
7. От закона Ома к теореме Пойнтинга	107
8. О необходимой точности вычислений.....	109
9. Оценки из условий равновесия плазмы.....	110
Заключение.....	113
Список литературы.....	115

Взаимодействие плазмы с поверхностями. Обзор

некоторых проблем	116
1. Модификация поверхности при воздействии плазмы.....	116
2. Продукты эрозии в токамаках	123
2.1. Пыль	124
2.2. Плёнки, осаждаемые в термоядерных установках	127
Заключение.....	131
Список литературы.....	131

Удержание дейтерия $^{134}\text{В}$ радиационно-поврежденном вольфраме

1. Зависимость концентрации дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения, от уровня повреждения	136
2. Зависимость концентрации дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения, от температуры	142
3. Зависимость концентрации дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения, от (i) температуры генерации радиационных дефектов и (ii) температуры пострадиационного отжига.....	144
Список литературы.....	146

Код КАРАТ – компьютерный решатель задач	
прикладной электродинамики.....	149
Список литературы.....	162

Физические основы плазменных технологий обработки	
материалов нанoeлектроники.....	164
Общие сведения.....	164
1. Характеристики идеального плазмохимического	
генератора.....	165
2. Основные типы источников плазмы для	
технологических применений	166
3. Энергия ионов в реакторе и способы управления	172
4. Зарядка поверхности	174
5. ALET- и ALD-технологии.....	176
Заключение.....	177
Список литературы.....	178

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ И ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

Н.А. Кирнева

Создание энергетического источника на основе установки «Токамак» предполагает, что суммарная мощность термоядерных реакций, протекающих в установке, будет существенно превышать электрическую мощность, подводимую к установке для обеспечения режима разряда, то есть $Q = P_{fus}/P_{ex} \gg 1$, где P_{fus} – мощность термоядерных реакций, P_{ex} – мощность, подводимая от внешних источников. Для строящегося токамака-реактора ИТЭР предполагается, что в стационарном режиме должно быть выполнено условие $Q \geq 10$ [1]. Для того чтобы это требование было выполнено, нужно добиться одновременного соблюдения ряда условий, которые схематично сформулированы на рис. 1:

- поскольку термоядерный выход зависит от плотности плазмы, то установка должна работать при высокой плотности плазмы, составляющей 83% предельного значения, выраженного плотностью Гринвальда [2];

- доля излучательных потерь не должна превышать 56%;
- доля ионов рабочего газа (D-T-смесь) не должна быть ниже 77%;
- стационарный режим предполагает полностью неиндукционное поддержание тока. Для того чтобы снизить нагрузку на внешние источники, доля неиндукционного бутстреп-тока должна составлять 50%;

- для достижения высокой доли бутстреп-тока давление плазмы должно быть достаточно высоким, что соответствует значению нормализованного давления $\beta_N = 100\beta \frac{aB_T}{I_p} (\%) = 2,56$ (здесь a –

малый радиус плазменного шнура, м; B_T – тороидальное магнитное поле в Тл; I_p – ток плазмы в МА; β – безразмерное отношение газодинамического давления плазмы к давлению магнитного поля);

- для достижения высоких значений давления плазмы и высокой доли неиндукционного тока нужно, чтобы потери энергии и частиц рабочего газа из плазмы токамака за счёт теплопроводности и диффузии были снижены. Решение этой задачи связано с форми-

рованием так называемого режима улучшенного удержания, который позволяет получить более высокие энергетические времена жизни плазмы, превышающие обычные значения (полученные в «неулучшенных» режимах). Количественно увеличение времени удержания, требуемое для успешной работы ИТЭР в стационарном режиме, на рис. 1 характеризуется фактором улучшения удержания $HH_{y2} = \tau_E / \tau_{E,H_{y2}}$, где τ_E – энергетическое время жизни плазмы в рабочем режиме, $\tau_{E,H_{y2}}$ – некоторое «эталонное» значение, о котором речь пойдет ниже в этой главе.

Таким образом, из анализа рис. 1 видно, что достижение режима улучшенного удержания является одним из ключевых условий для успешной работы токамака-реактора в стационарном режиме. Создание режимов улучшенного удержания требует понимания механизмов переноса энергии и частиц в плазме токамака. Стационарное поддержание такого режима предполагает разработку алгоритмов управления и контроля потерь энергии и частиц.

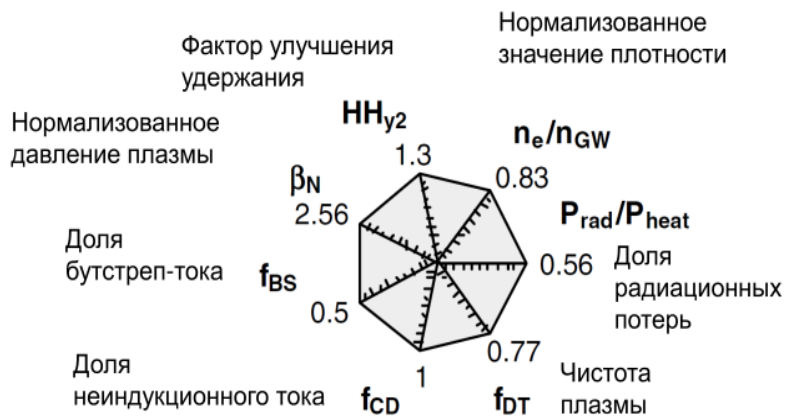


Рис. 1. Диаграмма рабочих параметров ИТЭР в стационарном режиме с $Q = 10$.
Рисунок взят из [1]

1. Уравнения переноса в плазме токамака

В упрощённом виде уравнения поперечного переноса энергии, частиц и диффузии тока в плазме токамака можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_k}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r (D \tilde{N} n_k - v_{p,n} n_k) \right) + S_k; \\
\frac{3}{2} \frac{\partial (n_k T_k)}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r [(\chi_k \tilde{N} T_k - v_{p,T} T_k) - \frac{5}{2} \Gamma_k T_k] \right) + P_k; \\
m_k n_k \frac{dV_{t,k}}{dt} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left[\chi_{t,k} \frac{\partial V_{t,k}}{\partial r} \right] \right) + M_{t,k}; \\
\frac{\partial B_p}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\sigma}{\mu_0 r} \frac{\partial (r B_p)}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} (\sigma J_b).
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $k = i, e, n_k, m_k, T_k$ – плотность, масса соответствующих частиц и температура, D – коэффициент диффузии, χ_k – коэффициент теплопроводности, $v_{p,n}, v_{p,T}$ – коэффициенты пинчевания частиц и тепла, S_k, P_k – источники (и стоки) частиц и тепла, $V_{t,k}$ – скорость тороидального вращения, $M_{t,k}$ – источник момента вращения, μ_0 – магнитная проницаемость, σ – проводимость плазмы, J_b – бутстреп-ток.

В большинстве режимов (за исключением некоторых случаев режимов улучшенного удержания) перенос энергии и частиц в токамаках аномален. Коэффициенты переноса энергии, частиц и момента вращения в грубом приближении можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
\chi_k &= \chi_k^{neo} + \chi_k^{turb}, \\
D_k &= D_k^{neo} + D_k^{turb}.
\end{aligned}$$

Первое слагаемое в этих выражениях – неоклассический перенос, обусловленный столкновениями частиц, движущихся в тороидальном магнитном поле, второе слагаемое – турбулентный перенос. Вообще говоря, может появиться и третье слагаемое – дополнительный перенос, который возникает в плазме при развитии магнито-гидродинамических (МГД) неустойчивостей. Однако развитие крупномасштабных МГД-неустойчивостей крайне нежелательно для работы реактора, поскольку они могут приводить к значительным (до 50%) потерям энергии плазмы и даже срыву разряда [1]. Поэтому целесообразно обсуждать не масштаб увеличения коэффициентов переноса из-за развития МГД-активности, а способы подавления этих неустойчивостей. Но этот вопрос уже выходит за пределы данного раздела.

1.1. Неоклассический транспорт

В соответствии с классической теорией диффузионные процессы определяются столкновениями частиц, поэтому коэффициенты переноса имеют простую связь с длинами пробега частиц λ и частотами столкновений ν :

$$\begin{aligned}\chi_i &\sim \lambda_i^2 \nu_{ei} = \rho_i^2 \nu_{ei}, \\ \chi_e &\sim \lambda_e^2 \nu_{ei} = \rho_e^2 \nu_{ei}, \\ D &\sim \chi_e, \\ \sigma &= \frac{n_e e^2}{m_e} \tau_{ei}.\end{aligned}\tag{2}$$

Здесь $\rho_{e,i}$ – ларморовский радиус частиц соответствующего сорта, $\tau_{e,i}$ – время между электрон-ионными соударениями, e – заряд электрона.

Магнитное поле в токамаках неоднородно по радиусу:

$$B(R) = \frac{B_0 R_0}{R},\tag{3}$$

здесь B_0 – значение магнитного поля в центре вакуумной камеры, R_0 – большой радиус центра вакуумной камеры, B , R – соответствующие текущие значения. Это приводит к тому, что частицы, продольная $v_{\parallel}$ и поперечная $v_{\perp}$, скорости которых соотносятся как

$$\left| \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} \right| \leq \sqrt{\frac{2r}{R_0 - r}}$$

(r – текущий малый радиус магнитной поверхности), движутся не по круговым орбитам, а отражаются от области сильного магнитного поля в некоторой точке. Такие частицы называют запертыми, а их траектории – банановыми, поскольку в полоидальной проекции они напоминают форму банана. Частицы с высокими продольными скоростями называют пролётными. Пролётные частицы движутся по ларморовским окружностям, центр которых смещается.

Существование запертых частиц приводит к появлению в плазме токамака бутстреп-тока. Из-за наличия градиента плотности в токамаке запертая частица, проходя по банановой траектории, движется в одной части траектории в области с меньшей плотностью, в другой части траектории – в области с более высокой плотностью. При этом на обеих частях траектории частица имеет раз-

ный знак продольной скорости. Таким образом, разное число частиц движется в направлении по и против тока плазмы.

Эффект существования бутстреп-тока был впервые объяснён в 1972 году в работе [3]. Было показано, что величина бутстреп-тока составляет

$$j_b = \Delta n_e \Delta v_{\parallel} = -\frac{c}{B_p} \varepsilon^{3/2} \frac{dp}{dr},$$

где p – давление плазмы, $v_{\parallel}$ – продольная скорость частиц, $\varepsilon = r/R$ – тороидальность.

Более современная и уточнённая формула для величины бутстреп-тока приведена в [4]:

$$j_b = -\frac{\varepsilon^{1/2} n_e}{B_p} \left[2,44(T_e + T_i) \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr} + 0,69 \frac{dT_e}{dr} - 0,42 \frac{dT_i}{dr} \right];$$

$$\frac{I_b}{I_p} = c \varepsilon^{1/2} \beta_p \quad (c \sim 0,33 - 0,7).$$

Теория, которая описывает процессы переноса в токамаке как результат столкновений частиц в системе с неоднородным магнитным полем, называется неоклассической. В рамках неоклассической теории коэффициенты переноса переписуются следующим образом:

- для пролётных частиц $\lambda \approx q\rho$ и, следовательно, $\chi^{neo} \approx q^2 \chi^{classic}$;
- для запертых частиц ширина банана $\Delta \cong q\rho/(r/R)^{1/2}$, $\lambda \approx \Delta$,

доля запертых частиц составляет $f_t \approx (r/R)^{1/2}$ и, следовательно, $\chi^{neo} \approx (R/r)^{3/2} q^2 \chi^{classic}$. Здесь q – фактор запаса устойчивости, верхние индексы *neo* и *classic* обозначают неоклассический и классический подход соответственно.

В зависимости от особенностей рабочего режима пролётные или запертые частицы могут давать определяющий вклад в перенос. В режимах с высокой температурой и (или) высокой плотностью плазмы (то есть если частоты столкновений велики), перенос определяется пролётными частицами. В случае редких столкновений запертые частицы играют определяющую роль. В обоих случаях – частых и редких столкновений – коэффициенты переноса увеличиваются с ростом частоты столкновений. В промежуточной области коэффициенты переноса не зависят от частоты столкновений. Ка-

качественная картина зависимости переносов от частоты столкновений показана на рис. 2.

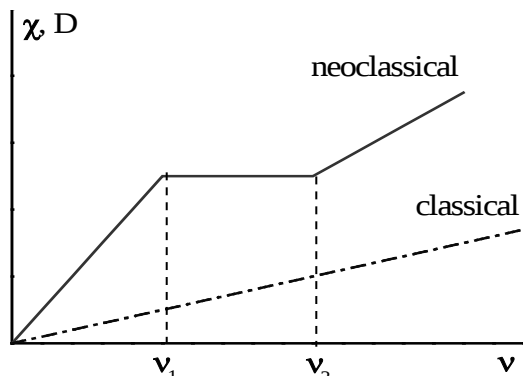


Рис. 2. Качественная зависимость коэффициентов переноса от частоты столкновений для классического подхода и в неоклассической теории

Частоты ν_1 и ν_2 выражаются следующим образом:

$$\nu_1 = \frac{v_T (r/R)^{3/2}}{qR}, \quad \nu_2 = \frac{v_T}{qR},$$

где v_T — тепловая скорость частиц.

1.2. Турбулентный транспорт

Как уже было сказано ранее, перенос энергии и частиц в токамаке аномален, то есть существенно превышает значения, предсказываемые неоклассической теорией даже в тех режимах, в которых по сигналам диагностик не наблюдается развития МГД-неустойчивостей. Аномальный перенос связан с развитием турбулентности плазмы. Несмотря на довольно длительную историю исследований процессов переноса в плазме токамака, окончательного ответа на вопрос о механизме турбулентного переноса до сих пор нет. Рассмотрим некоторые подходы к описанию аномального переноса, которые сейчас наиболее используются теоретиками и экспериментаторами для интерпретации результатов.

1.2.1. Дрейфовые неустойчивости

Наиболее распространен подход, который связывает аномальный перенос в плазме токамака с развитием дрейфовых неустойчи-

ностей (см., например, [5]). Возникновение этих неустойчивостей зависит от градиентов плотности и температуры плазмы. В центральной области плазмы в основном рассматриваются три типа неустойчивостей, оказывающих определяющее влияние на турбулентный перенос:

1) ионная температурная градиентная мода, ITG mode (Ion Temperature Gradient mode). Неустойчивость возникает тогда, когда

нормализованный градиент ионной температуры $\frac{R}{L_{Ti}} = R \frac{1}{T_i} \frac{dT_i}{dr}$

превосходит некоторое критическое значение. При превышении критического значения градиента температуры резко возрастает перенос по ионному тепловому каналу. Это обуславливает так называемую жёсткость профиля ионной температуры, когда дальнейшее увеличение мощности нагрева не приводит к росту градиента температуры;

2) мода на запертых электронах, TEM (Trapped Electron Mode), возникает при превышении критического градиента электронной температуры. Инкремент этой моды зависит от доли запертых частиц;

3) электронная температурная градиентная мода, ETG mode (Electron Temperature Gradient mode), возникает при превышении критического градиента электронной температуры. Рост коэффициентов переноса, связанных с этой модой, аналогичен случаю развития ITG-моды.

Первые две моды – длинноволновые, и их характерный масштаб сравним с величиной ионного ларморовского радиуса. Электронная температурная градиентная мода – коротковолновая, её характерный размер порядка ларморовского радиуса электрона. Хотя и нет до сих пор единых общепризнанных выражений для записи критических градиентов неустойчивостей, они, как правило, зависят от соотношения ионной и электронной температур, величины магнитного шира, эффективного заряда плазмы, доли запертых частиц, геометрических параметров установки.

Предполагается, что электронный тепловой транспорт может быть подвержен влиянию всех трёх неустойчивостей, а вот ионный тепловой транспорт и перенос частиц «откликаются», главным образом, на развитие длинноволновых неустойчивостей (ITG и TEM).

1.2.2. Самоорганизация плазмы

Самоорганизация плазмы заключается в сохранении профилей некоторых параметров (в основном теория оперирует давлением плазмы) при внешнем воздействии (например, включении/отключении дополнительного нагрева) [6]. Идея самоорганизации была впервые высказана в работах [7, 8]. Первое экспериментальное подтверждение этой идеи было опубликовано в [9]. Идея самоорганизации плазмы была заложена в модель канонических профилей [10], которая уже много лет используется для описания эволюции профилей температуры и плотности.

Итак, идея самоорганизации плазмы состоит в том, что для плазмы наиболее энергетически выгодным является поддержание определенных профилей давления. Эти профили принято называть каноническими. Отклонение от канонического (в другой терминологии, самосогласованного) профиля при внешнем воздействии приводит к возникновению неустойчивости, которая стремится вернуть систему к исходному состоянию, характеризующемуся канонической формой профиля давления. Однозначных выводов о типе возникающей неустойчивости пока не сделано. Однако в работе [11] указывается, что рассматриваемая неустойчивость связана со структурой магнитных поверхностей плазмы. Она возникает, когда мелкомасштабные возмущения, локализованные вблизи резонансных магнитных поверхностей, перекрываются. Как показано в [11], зная величину аномального теплового потока, который проходит через данную рациональную поверхность, можно оценить максимальное значение полоидального волнового числа преобладающей неустойчивости. В работе [12] рассмотрен новый подход к описанию явления самоорганизации плазмы с помощью статистического подхода, используемого при анализе термодинамических систем: оптимальный профиль давления соответствует минимуму свободной энергии $F = -\theta \cdot S + E$ (S – энтропия системы, E – энергия системы, θ – некоторая эффективная температура). Механизм, который обеспечивает существование самосогласованных профилей давления, связывается с градиентом давления.

2. Методы исследования переноса энергии и частиц

Для понимания физических механизмов, приводящих к возникновению аномального переноса в плазме токамака, необходимо

проводить качественное и количественное сравнение теоретических предсказаний и экспериментальных результатов. Причем теория должна (в идеальном случае) описать всё множество экспериментальных данных, полученных на разных токамаках во всём разнообразии рабочих режимов. Это очень непростая задача, поскольку речь идет о правильном определении коэффициентов диффузии, теплопроводности, пинчевания, которые входят в уравнения (1), при том, что остальные величины, заложенные в эти уравнения, либо известны с экспериментальной точностью (например, распределения температуры, плотности), либо получены с помощью дополнительных расчётов, выполненных при некоторых предположениях. Например, профиль плотности нейтральных атомов или профиль вложенной мощности дополнительного нагрева.

Общими методами для сопоставления теории и эксперимента являются анализ баланса частиц или энергии, анализ распространения малой добавки частиц или тепла, модуляция источника частиц или нагрева.

2.1. Анализ баланса

Используются специальные программы, согласованно решающие уравнения переноса частиц и тепла – транспортные коды, например ASTRA [13] и др. Подбираются такие коэффициенты диффузии/пинчевания/теплопроводности, которые при заданных распределениях источников и стоков тепла и частиц дают распределения температуры и плотности плазмы, близкие (желательно, лежащие в пределах экспериментальной погрешности) к измеренным экспериментально. Так можно определить, какой из теоретических подходов даёт коэффициенты переноса, наилучшим образом описывающие экспериментальный результат.

2.2. Метод малой добавки

Рассмотрим применение метода малой добавки на примере изучения коэффициентов теплопроводности. Пусть в плазме распространяется волна тепла или охлаждения. «Малость» добавки означает, что воздействие не приводит к изменению характера режима, то есть к изменению коэффициентов теплопроводности. Тогда уравнение теплопроводности может быть линеаризовано:

$$T_e = T_e^0 + \tilde{T}_e, \quad \tilde{T}_e \ll T_e^0, \quad n_e(t) \approx \text{const}, \quad \chi_e, V_{p,T} \approx \text{const}(t);$$

$$\frac{3}{2} n_e \frac{\partial \tilde{T}_e}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r (\chi_e \tilde{n} \tilde{T}_e - V_{p,T} \tilde{T}_e)) + \tilde{P}_e.$$

Таким образом, фоновые распределения параметров из уравнений исключаются и анализируются только относительные изменения. Малое возмущение температуры осуществляется с помощью инжекции электронно-циклотронной волны малой мощности (значительно меньшей мощности нагрева), ионно-циклотронной волны в режиме нагрева электронов, инжекции небольшой пеллеты, мало возмущающей плазму. Методы, используемые для исследования ионного теплопереноса, аналогичны.

Для анализа диффузии частиц методом малой добавки используются: инжекция тестовой пеллеты (основного иона, иона примеси); инжекция материала в плазму с периферии за счёт распыления импульсом лазера – Laser Blow-off; ввод малой добавки вещества (например, тритий) с помощью инжекции пучка нейтральных атомов (NBI); импульсный напуск газа.

2.3. Модуляция источника частиц или тепла

В этом случае коэффициенты переноса определяются из анализа динамики амплитуды и фазы малого возмущения. Пусть источник тепла или частиц модулируется с частотой f . Возмущённые коэффициенты переноса определяются следующим образом [14]:

$$\chi^{Amp} = \frac{3\omega}{4(A' / A)^2}, \quad \chi^{phase} = \frac{3\omega}{4(\phi')^2},$$

где A – амплитуда возмущения, ϕ – фаза, $\omega = 2\pi f$, A' , ϕ' – радиальные производные. Тогда коэффициент теплопроводности определяется как

$$\chi^{HP} = \sqrt{\chi^{Amp} \chi^{phase}}.$$

3. Несколько слов о вращении плазмы

Третье уравнение в системе уравнений переноса (1) – уравнение для изменения скорости вращения плазмы. Вращение плазмы, как оказалось, может влиять на аномальный перенос. Это легко понять, зрительно представив такую картину. Пусть в плазме имеется не-

которая область неустойчивости, локализованная по полоидальному обходу (например, как показано на рис. 3, а). Раскрутим плазму так, чтобы внешние слои плазмы двигались в тороидальном направлении быстрее, чем внутренние слои (рис. 3, б). Это вращение будет нарушать (декорелировать) возмущение внутри турбулентной области, тем самым уменьшая характерный поперечный размер турбулентной ячейки (рис. 3, в).

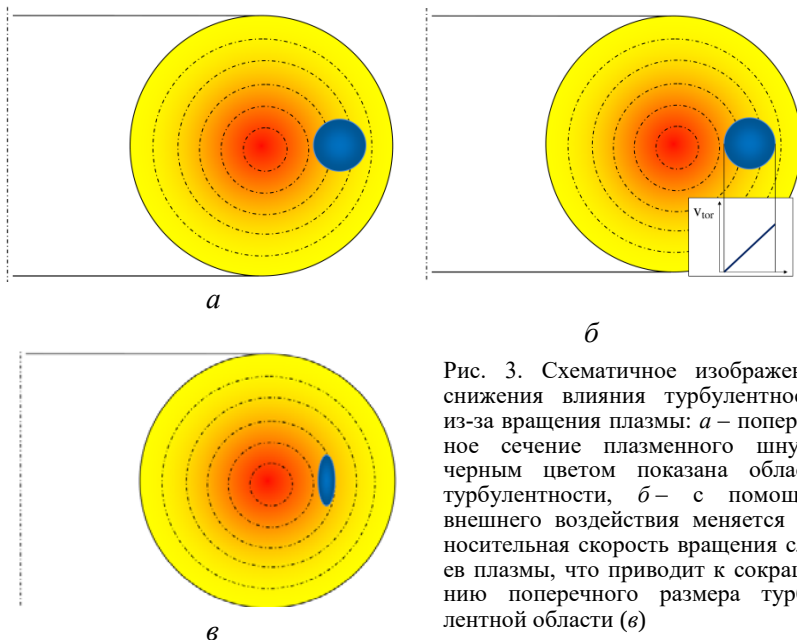


Рис. 3. Схематичное изображение снижения влияния турбулентности из-за вращения плазмы: а – поперечное сечение плазменного шнура, черным цветом показана область турбулентности, б – с помощью внешнего воздействия меняется относительная скорость вращения слоев плазмы, что приводит к сокращению поперечного размера турбулентной области (в)

3.1. Тороидальное вращение

Тороидальное вращение плазмы может быть привнесённым извне, в результате инъекции нейтральных атомов под углом к направлению большого радиуса (характерные скорости вращения 100–400 км/с), а может генерироваться плазмой (спонтанное вращение).

Направление вращения зависит от метода нагрева плазмы, расположения системы напуска газа, геометрии плазменного шнура и других условий. На рис. 4 показан результат определения скорости тороидального вращения плазмы в разных режимах работы токамака JT-60U [15].

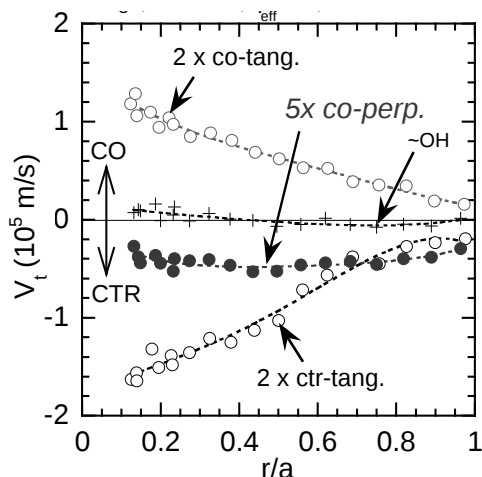


Рис. 4. Распределение скорости тороидального вращения по малому радиусу для омического режима (ОН), тангенциальной инжекции с помощью двух инжекторов в направлении тока плазмы (co-tang.) и против тока плазмы (ctr-tang.), перпендикулярной инжекции с помощью пяти инжекторов. Положительные значения скорости соответствуют направлению по току плазмы (CO), отрицательные значения – направлению против тока плазмы (CTR)

В представленных экспериментах было проведено сравнение характеристик тороидального вращения при квазиперпендикулярной ($\sim 15^\circ$ по отношению к тороидальному магнитному полю) инжекции пучков нейтральных атомов, при инжекции пучков нейтральных атомов в направлении тока плазмы и в направлении, противоположном току плазмы [15]. Из рисунка видно, как сильно инжекция нейтральных атомов меняет профиль скорости тороидального вращения плазмы по сравнению с омическим режимом. Даже в случае квазиперпендикулярной инжекции скорость вращения плазмы в тороидальном направлении достигала 80 км/с. При нижнегибридном и электронно-циклотронном нагреве, которые сами по себе не вносят вращения в плазму, в JT-60U также возникало спонтанное тороидальное вращение плазмы в сторону, совпадающую с направлением тока плазмы. Эксперименты на токамаке DIII-D [16] показали, что при электронном циклотронном нагреве скорость спонтанного вращения направлена против тока плазмы в центре и по току на периферии плазменного шнура. Кроме того, наблюдалась зависимость от области вклада СВЧ-мощности.

До сих пор не существует теоретического объяснения генерации спонтанного тороидального вращения. В качестве возможных механизмов предлагаются:

- 1) создание радиального электрического поля вследствие потери быстрых частиц (электронов или ионов) и, как следствие, вращение плазмы в скрещенных радиальном электрическом и полоидальном магнитном поле;
- 2) на периферии плазмы – генерация течений в результате запуска газа.

Современные теоретические работы предлагают рассматривать для переноса тороидального вращения тот же механизм, что и для переноса тепла и частиц: неоклассический перенос и турбулентный перенос, обусловленный развитием дрейфовых неустойчивостей.

Скорости тороидального вращения обычно измеряются по доплеровскому сдвигу линий излучения водородоподобных ионов примесей в результате перезарядки полностью ионизованных атомов примесей на ионах инжектированного пучка.

3.2. Полоидальное вращение плазмы

Раньше предполагалось, что полоидальное вращение плазмы удовлетворительно согласуется с предсказаниями неоклассической теории. Однако, как показали измерения, проведенные на токамаке DIII-D [17], полоидальное вращение плазмы существенно превышает предсказания неоклассической теории по амплитуде и может отличаться по направлению вращения. Это означает, что полоидальное вращение плазмы аномально. Источник аномальности – турбулентный перенос.

4. Управление процессами переноса в плазме токамака

Знание природы аномального переноса имеет значение не только с точки зрения фундаментальной науки, но и находит важное практическое применение. Зная свойства неустойчивостей, приводящих к аномальному переносу энергии и частиц, можно влиять на эти неустойчивости, тем самым снижая аномальный перенос. Режимы, в которых удастся добиться снижения турбулентных коэффициентов переноса, называются режимами улучшенного удержания. В современных экспериментах удастся добиться увеличения

энергетического времени жизни плазмы более чем в 2 раза, а в некоторых экспериментах и в 4 раза, по сравнению с исходным режимом.

Различают следующие типы режимов работы токамака по характеру удержания энергии и частиц:

- омический режим – режим с нагревом плазмы только за счёт протекающего по плазменному шнуру тока. В этом режиме профили температуры, плотности, давления плазмы гладкие, без особенностей, градиенты давления вблизи границы плазмы малы;

- L-мода – режим с дополнительным нагревом плазмы. В этом режиме наблюдается так называемая деградация удержания с мощностью нагрева, то есть энергетическое время жизни плазмы τ_E уменьшается с ростом вложенной мощности как $\tau_E \sim P^{-0,7}$. Градиент давления вблизи границы плазмы, градиенты температуры и плотности невелики;

- H-мода – режим улучшенного удержания, как правило, при дополнительном нагреве плазмы. В этом режиме благодаря стабилизации неустойчивостей снижается аномальный перенос в узкой области вблизи границы плазмы (формируется так называемый внешний транспортный барьер). Возрастают градиенты температуры и (или) плотности плазмы, увеличивается энергосодержание плазмы. Энергетическое время жизни плазмы в этом режиме возрастает вдвое по сравнению с L-модой;

- режим с внутренним транспортным барьером (ВТБ или ИТВ в английском написании) – режим улучшенного удержания, в котором аномальный перенос удалось снизить в центральной части плазменного шнура при $r/a < 0,8$. Так же, как и в режиме с H-модой, снижение аномального переноса при неизменном потоке тепла и (или) частиц приводит к росту градиента давления плазмы в области транспортного барьера. Формирование ВТБ может наблюдаться как в L-, так и в H-моде.

4.1. Механизм перехода в режим улучшенного удержания

Итак, каким образом можно управлять процессами переноса? В табл. 1 обобщенно представлены идеология влияния дрейфовых неустойчивостей на различные каналы потерь энергии плазмы, а также методы снижения аномального переноса. Материалы таблицы соответствуют подходу, изложенному в [18]. Как отмечалось

ранее, возбуждение длинноволновых неустойчивостей приводит к аномальным потерям во всех четырёх транспортных каналах: ионном тепловом, электронном тепловом, в переносе частиц и момента вращения. Коротковолновая ETG мода влияет, главным образом, на электронный теплоперенос. Конечно, в реальных условиях эти неустойчивости сосуществуют, только в ограниченном количестве режимов можно ожидать явное преобладание одной моды при пренебрежимо малом вкладе остальных.

Таблица 1

Влияние дрейфовых неустойчивостей на перенос

Тип дрейфовой неустойчивости	ITG	TEM	ETG
Характерный пространственный масштаб	$0,1 < k_{\theta} \rho_s < 0,7$	$0,3 < k_{\theta} \rho_s < 1$	$k_{\theta} \rho_s > 0,8$ (обычно $k_{\theta} \rho_s \sim 10-20$)
Канал потерь	Электронный теплоперенос Ионный теплоперенос Перенос частиц Перенос момента вращения	Электронный теплоперенос Ионный теплоперенос Перенос частиц Перенос момента вращения	Электронный теплоперенос
Механизм стабилизации	Шир скорости вращения Отрицательный магнитный шир Высокий градиент давления плазмы Инжекция примесей	Шир скорости вращения Отрицательный магнитный шир Высокий градиент давления плазмы Инжекция примесей	Отрицательный магнитный шир Высокий градиент давления плазмы Инжекция примесей (для длинноволновой части спектра)

Примечание: ρ_s – ионный звуковой ларморовский радиус, k_{θ} – поперечное волновое число неустойчивости.

Кратко рассмотрим механизмы стабилизации неустойчивостей.

4.1.1. Шир скорости вращения

В настоящее время в качестве одного из основных теоретических механизмов, объясняющих физику образования режимов улучшен-

ного удержания с формированием транспортных барьеров как на границе, так и в центральных областях, рассматривается подавление турбулентности плазмы за счёт шири скорости вращения плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях. Широм скорости называется изменение скорости вращения вдоль радиуса плазменного шнура. Шир скорости характеризуется величиной ω_{ExB} , где

$$\omega_{ExB} = \frac{RB_p}{B} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{E_r}{RB_p} \right),$$

$$E_r = \frac{1}{Z_i e n_i} \frac{dp_i}{dr} + v_{iT} B_p - v_{ip} B_T. \quad (4)$$

Здесь B_p – полоидальная компонента магнитного поля B ; B_T – тороидальное магнитное поле; E_r – радиальная компонента электрического поля; Z_i , n_i – заряд и плотность ионов; p_i – ионное давление; v_{iT} , v_{ip} – тороидальная и полоидальная компоненты скорости вращения ионов.

Теория показывает, что транспортный барьер образуется в той области плазмы, в которой выполнено условие

$$\omega_{ExB} > \gamma_{\max}, \quad (5)$$

где $\gamma_{\max}$ – линейный инкремент нарастания наиболее неустойчивой моды в этой области. $\gamma_{\max}$ находится из рассмотрения турбулентности со всеми волновыми векторами k , которые дают вклад в неустойчивость, определяющую перенос. Первоначально критерий (5) получен из условия полной стабилизации ионной температурной градиентной моды турбулентности (ITG). Дальнейший анализ экспериментальных данных позволил распространить этот критерий и на другие длинноволновые типы турбулентности. Отметим, что коротковолновые неустойчивости типа ETG-моды не удаётся стабилизировать широм скорости вращения.

4.1.2. Отрицательный магнитный шир

Магнитный шир характеризует изменение фактора запаса устойчивости q по сечению плазменного шнура и выражается как

$$s = \frac{r}{q} \frac{dq}{dr}. \quad (6)$$

В обычных режимах работы токамака, когда профиль плотности тока имеет максимум в центре плазменного шнура и монотонно

снижается к периферии, $s > 0$ по всему сечению плазмы. Если же профиль плотности тока становится немонотонным и максимальное значение плотности тока достигается не в области $r = 0$, то в некоторой области плазмы появляется область отрицательного шира – фактор запаса устойчивости спадает по радиусу. Расчёты характеристик турбулентности показывают, что слабый ($s \sim 0$) или отрицательный ($s < 0$) магнитный шир может уменьшать скорости роста неустойчивостей. Интересное исследование влияния s на диффузионные коэффициенты приводится в [19] для ITG-моды. В этой работе проведены расчёты характеристик турбулентности для различных профилей $q(r)$. Показано, что в режиме с немонотонным профилем $q(r)$ ВТБ формируется вблизи минимального по радиусу значения $q_{\min}$ благодаря разрыву турбулентных структур. Этот эффект усиливается, если $q_{\min}$ близко к рациональной величине. Показывается, что существует оптимальное значение, $s = -0,5$, при котором диффузия, определяемая ITG модой, минимальна.

4.1.3. Высокий градиент давления плазмы на стороне слабого магнитного поля

Теоретические расчёты предсказывают, что дрейфовые неустойчивости, которые обуславливают аномальный перенос энергии и частиц, имеют баллонный характер, то есть оказываются более выражены на внешнем обводе тора. В режимах с высоким давлением плазмы, когда шафрановское смещение центральных магнитных поверхностей увеличивается, возрастает густота магнитных поверхностей на внешнем обводе тора, приводят к тому, что градиент давления на внешнем обводе возрастает. Следовательно, в соответствии с (4) растёт электрическое поле и, как следствие, растёт шир скорости вращения ω_{ExB} . Это является одним из возможных объяснений наблюдаемой стабилизации дрейфовых неустойчивостей в режимах с высоким давлением плазмы (сильным шафрановским смещением).

4.1.4. Инжекция примесей

Поскольку инкременты неустойчивостей снижаются с ростом заряда ионов плазмы, то инжекция примесей оказывает стабилизирующее влияние на дрейфовые типы неустойчивостей, облегчая выполнение условия (5).

4.1.5. Стабилизирующее влияние профиля тока плазмы

Еще один механизм, не вошедший в табл. 1, но заслуживающий внимания, – стабилизирующее влияние профиля тока плазмы. Эксперименты показали, что магнитная конфигурация с низким ($s \sim 0$) магнитным широм вблизи рациональной поверхности является благоприятной для формирования повышенных градиентов температуры плазмы, то есть снижения коэффициентов переноса. При этом профиль $q(r)$ может быть и монотонным (без области отрицательного магнитного шира). Этот эффект не объясняется в рамках представлений о дрейфовой природе аномального переноса, но может быть объяснён в рамках представлений о самоорганизации плазмы [11, 12]. Низкий магнитный шир вблизи рациональной поверхности приводит к увеличению расстояния между соседними рациональными поверхностями. Если при $s > 0$ неустойчивости, локализованные на этих поверхностях, перекрывались, то при уменьшении магнитного шира и достижении $s \sim 0$ могут создаться условия, когда неустойчивости, связанные с соседними магнитными поверхностями, не перекрываются. Следовательно, области увеличенного переноса, связанные с этими неустойчивостями, разделяются. Между ними возникает зона уменьшенного переноса – транспортный барьер.

4.2. Управление переносом частиц

Перенос частиц, как и теплоперенос, в большинстве современных экспериментов существенно превышает предсказания неоклассической теории. Анализируя уравнения переноса частиц, вклад неоклассического переноса обычно выделяют в пинчевом слагаемом.

Неоклассический (вееровский [20]) пинч частиц – это суммарный эффект, связанный с дрейфом частиц в скрещенных $E_m \times B_p$ полях и дрейфом банановых орбит к магнитной оси под действием продольного электрического поля (где E_m – тороидальное (продольное) электрическое поле, B_p – полоидальное магнитное поле). Вклад неоклассического пинча в формирование профиля плотности обычно мал. Однако в режимах улучшенного удержания, когда появляются области с подавленным турбулентным переносом, роль его возрастает. Это начинает проявляться в накоплении (пинчевании) частиц основ-

ной плазмы и примесей в центре плазменного шнура. Эффект накопления примесей в центральной области плазмы может наблюдаться и в других режимах без выраженного транспортного барьера. Например, при подавлении пилообразных колебаний (пилообразные колебания – периодические сбросы энергии плазмы в центральной области с $q < 1$). Накопление примесей в центральной области плазмы – эффект нежелательный в токамаке-реакторе, поскольку приводит к снижению мощности термоядерного энерговыделения.

Наиболее эффективный метод, который применяется для уменьшения накопления примесей – инжекция ВЧ- и СВЧ-мощности в плазму. Эксперименты показывают, что при преобладающем электронном дополнительном нагреве частицы теряются из области нагрева. При вкладе мощности в центре плазменного шнура это соответствует уплощению профиля плотности. Эффект носит название «*density pump-out*». Теоретические подходы, рассматривающие дрейфовые неустойчивости в качестве причины возникновения аномального переноса, объясняют этот эффект возрастанием влияния неустойчивости на запертых электронах (ТЕМ). Теория предсказывает уплощение профиля плотности с ростом отношения мощности электронного нагрева к мощности ионного нагрева [5]. Модель самоорганизации плазмы связывает эффект «*density pump-out*» с сохранением формы профиля давления: при $p(r)/p(0) = \text{const}$ возрастание температуры в зоне нагрева «требует» снижения плотности в этой области ($p(0)$ – давление плазмы в центре плазменного шнура).

5. Законы подобия

Для прогнозирования результатов, которые могут быть получены на установках следующего поколения, создаются так называемые законы подобия (скейлинги). В скейлингах параметры плазмы (например, энергетическое время жизни, время жизни частиц или пороговая мощность перехода в режим улучшенного удержания) выражаются через глобальные параметры разряда (ток плазмы, величину магнитного поля, характеристики формы плазменного шнура и т.п.). Для сопоставления результатов экспериментов, проводимых на установках с различной геометрией, мощностями нагрева, абсолютным значением плотности удобно бывает перейти

в область безразмерных параметров, таких как q , β , $\rho^* = \rho/a$ и т.д. Кроме того, различные теоретические модели, предсказывающие поведение плазмы и турбулентности в различных режимах, также оперируют безразмерными параметрами. Поэтому измерение функциональных зависимостей параметров плазмы от безразмерных параметров – удобный инструмент для сравнения эксперимента с теорией.

Характеристикой процессов переноса энергии является энергетическое время жизни плазмы:

$$\tau_E = \frac{W}{P_{tot} - \frac{dW}{dt}}.$$

Здесь W – энергосодержание плазмы, t – время, P_{tot} – полная мощность нагрева плазмы. Для определения ожидаемой величины энергетического времени жизни плазмы в ИТЭР была составлена база данных импульсов, полученных на разных действующих токамаках. Регрессионный анализ импульсов этой базы данных позволил выделить зависимость τ_E от различных параметров разряда (размерных и безразмерных). Полученный закон подобия для L-моды имеет вид

$$\tau_{E,th}^L = 0,023 \times I_p^{0,96} B_T^{0,03} P_{tot}^{-0,73} \left(\frac{\bar{n}_e}{10} \right)^{0,41} M^{0,20} R^{1,83} \varepsilon^{-0,06} k^{0,64}$$

в инженерных параметрах и

$$\tau_{E,th}^L \sim \tau_B \times \rho_*^{0,15} \times \beta^{-1,41} \times v_*^{0,19} \times M^{0,67} q^{-3,74} \times \varepsilon^{-0,09} \times k^{3,22}$$

в безразмерных параметрах.

Для H-моды:

$$\tau_{E,HY2} = 0,0562 \times I_p^{0,93} B_T^{0,15} P_{tot}^{-0,69} \bar{n}_e^{-0,41} M^{0,19} R^{1,97} \varepsilon^{0,58} k^{0,78}$$

в инженерных параметрах и

$$\tau_{E,HY2} \sim \tau_B \times \rho_*^{-0,70} \times \beta^{-0,90} \times v_*^{-0,01} \times M^{0,96} q^{-3,0} \times \varepsilon^{0,73} \times k^{2,3}$$

в безразмерных параметрах.

В представленных скейлингах использованы следующие обозначения и размерности: I_p – ток плазмы в МА, B_T – тороидальное магнитное поле в Тл, P_{tot} – полная мощность нагрева плазмы в МВт, $\bar{n}_e$ – средняя плотность плазмы в 10^{19} м^{-3} , M – относительная атомная масса основного иона, R – большой радиус плазменного шнура в м, $\varepsilon = a/R$ – обратное аспектное отношение, k – вытяну-

тость плазменного шнура; $\tau_B = \frac{a^2}{D_B}$, где a – малый радиус плазмы,

D_B – коэффициент диффузии Бомы; $\rho_* = \rho_i / a$, где ρ_i – ионный ларморовский радиус; β – отношение газокINETического давления плазмы к давлению магнитного поля; v^* – столкновительность плазмы, которая характеризует количество столкновений частицы за время пролёта по обходу тора.

Несмотря на то, что создание скейлингов – вопрос, скорее, относящийся к области статистики, чем физики, тем не менее закономерности, выявляемые при построении скейлингов, могут привести к необходимости уточнения теоретических моделей. Рассмотрим один из таких примеров.

В течение нескольких лет ведется полемика между различными экспериментальными лабораториями и теоретическими группами о зависимости времени жизни плазмы от β (отношение газокINETического давления плазмы к давлению магнитного поля). Ранее было показано, что энергетическое время жизни плазмы практически не зависит от β ни в L-моде ни в H-моде, если анализируются данные одной установки [21]. В то же время анализ базы данных ИТЭР, где собраны результаты многих установок, позволяет вывести скейлинг, в котором наблюдается сильная деградация удержания с ростом β :

$$\text{L-мода: } \tau_{E,th}^L \sim \beta^{-1,41};$$

$$\text{H-мода: } \tau_{E,HY2} \sim \beta^{-0,5}.$$

Такое расхождение между теорией и экспериментом может сильно повлиять на выбор рабочей области будущего токамак-реактора. Отсутствие зависимости времени жизни от нормализованного давления плазмы в экспериментальных режимах является неожиданным с точки зрения теории, поскольку увеличение β (вплоть до предельных значений давления плазмы β_{lim}) должно приводить к стабилизации дрейфовых неустойчивостей (например, из-за увеличения шафрановского смещения). При приближении к предельному давлению плазмы β_{lim} перенос должен возрастать из-за влияния МГД-неустойчивостей. Таким образом, отсутствие зависимости $\tau_E(\beta)$ – вопрос, требующий дополнительного теоретического анализа.

Заключение

Определением физических механизмов, управляющих потерями энергии и частиц в плазме токамака, исследователи занимаются уже не одно десятилетие. Удалось найти общие закономерности, создать модели, которые позволяют качественно описать некоторые из наблюдаемых эффектов. Однако до сих пор не создана универсальная модель процессов переноса в плазме токамака, которая позволила бы непротиворечиво описать всё многообразие экспериментальных явлений, наблюдаемых на различных токамаках, и которую можно было бы с уверенностью использовать для прогнозирования режимов на установках следующего поколения. Для создания прогнозов разработаны скейлинги – законы подобия, позволяющие, опираясь на статистическую обработку современных результатов, предсказать возможные параметры будущих режимов. Однако эксперимент всё время подбрасывает новые эффекты и режимы, для описания которых нужно пересматривать теорию, пытаться создать новый скейлинг. Так было, когда экспериментально был открыт режим H-моды, так было, когда экспериментально были открыты режимы с внутренним транспортным барьером. Кстати говоря, до сих пор нет скейлингов, описывающих переход в режим с ВТБ и его параметры, несмотря на то, что этот режим изучается уже около 30 лет.

Всё сказанное выше означает, что понимание процессов переносов в плазме токамака – открытый вопрос, требующий совместной работы теоретиков и экспериментаторов и дающий большой простор для исследований.

Список литературы

1. Progress in the ITER Phys. Bas., Nucl.Fus. 47 (2007) S1.
2. Greenwald M. et al Nuclear Fusion 28 (1988) 2199.
3. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1973, вып. 7.
4. Wesson J., Tokamaks, Oxford University Press, 2004.
5. Garbet X. et al, Plasma Phys. Control. Fusion 46 (2004) B557.
6. Днестровский Ю.Н. Самоорганизация горячей плазмы, М.: НИЦ «Курчатовский институт», 2013.
7. Coppi B., Comments Plasma Phys. Control. Fusion 5 (1980) 261.

8. Кадомцев Б.Б., Физика плазмы 13 (1987) 771.
9. Esiptchuk Yu.V., Razumova K.A., Plasma Phys. Control. Fusion 28 (1986) 1253.
10. Dnestrovskii Yu.N. et al., Plasma Phys. Reports, 23 (1997) 566.
11. Razumova K.A. et al, Plasma Phys. Control. Fusion 48 (2006) 1373.
12. Dyabilin K.S., Razumova K.A., Nuclear Fusion, 55 (2015) 053023
13. Pereverzev G.V., Yushmanov P.N., ASTRA. Automated System for TRansport Analysis, Preprint IPP 5/98, 2002
14. Ryter F. et al, Plasma Phys. Control. Fusion 52 (2010) 124043.
15. Koide Y. Response of toroidal rotation to near-perpendicular NB injection on JT-60U. Presented at the 8th Meeting of the ITPA, Kyoto 2005.
16. DeGrassie J. et al Phys.Plasmas 11 (2004) 4323.
17. Solomon W.M. et al, in Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conference Vilamoura, Portugal, 1 to 6 November 2004, IAEA-CN-116/EX/P4-10.
18. Doyle E.J. et al., in Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conf., Sorrento, 2000, IAEA-CN-77/EX6/2.
19. Garbet X. et al, Plasma Phys. Control. Fusion 43 (2001) A251.
20. Ware A.A. Phys. Rev. Let. 25 (1970) 15.
21. Petty C.C. et al Nucl. Fusion 38 (1998) 1183.

ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ В СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ДИАГНОСТИКАХ ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

А.Б. Кукушкин, П.В. Минашин*, В.С. Неверов*,
П.А. Сдвиженский*

**НИИ «Курчатовский институт»*

Изложены основные принципы решения обратных задач, необходимых для интерпретации измерений трёх спектроскопических диагностик плазмы: томсоновского (некогерентного) рассеяния излучения электронами плазмы; регистрации излучения атомов изотопов водорода в линиях бальмеровской альфа-серии; регистрации электронного циклотронного излучения. Приведены результаты использования изложенных методов в действующих токамаках (Т-10, JET) и для условий токамаков-реакторов (ИТЭР, ДЕМО).

Общие сведения

Спектроскопические диагностики термоядерной плазмы сыграли ключевую роль в становлении исследований по проблеме управляемого термоядерного синтеза (УТС). Достаточно вспомнить проверку факта достижения в лаборатории ранее невиданно высоких температур – около одного килоэлектронвольта в токамаке Т-3 в 1969 г. – с помощью томсоновского (некогерентного) рассеяния лазерного излучения электронами плазмы, что стимулировало ускорение работ по УТС и выдвижение токамаков в лидеры. На современном этапе, когда это лидерство закреплено общемировым проектом токамака ИТЭР, спектроскопические диагностики продолжают оставаться наиболее надёжным инструментом. В них, как и в других диагностиках, развивается подход, получивший название «синтетической диагностики». Эта диагностика создаёт так называемые синтетические экспериментальные данные, используя результаты предсказательного численного моделирования основных параметров плазмы и величин, измеряемых этой диагностикой. Синтетическая диагностика позволяет напрямую сравнивать «истинные» значения искомых величин со значениями, восстановленными из синтетических экспериментальных данных путём решения обратных задач. Таким образом, «синтетическая диагностика» позволяет: а) оптимизировать параметры аппаратуры и схемы измере-

ний при проектировании и модернизации диагностик и б) оценивать ошибки восстановления искоемых параметров.

Здесь мы представим краткий обзор обратных задач, положенных в основу синтетических диагностик для спектроскопии термоядерной плазмы.

1. Н-альфа диагностика в ИТЭР и JET

Термин «Н-альфа диагностика» исторически относится к регистрации излучения атомов водорода и его изотопов в их линиях бальмеровской альфа-серии. В современных экспериментах на токамаках чаще всего основным рабочим газом является дейтерий, а в ИТЭР, как и в токамаках-реакторах, от Н-альфа диагностики ждут измерений отношения топливных компонент, то есть трития и дейтерия. Синтетическая диагностика для проекта «Н-альфа диагностика в ИТЭР» («Спектроскопия водородных линий в ИТЭР») необходима для проектирования и изготовления данной диагностики как части вклада России в строительство токамака ИТЭР. Н-альфа диагностика является одной из наиболее разработанных и широко используемых диагностик водорода в пристеночной плазме (scrape-off-layer (SOL)) в токамаках. Однако в ИТЭР она нуждается в существенном усовершенствовании, поскольку высокая мощность излучения диверторной плазмы в сочетании с использованием металлической первой стенки приводит к сильному рассеянному диверторному свету (РДС), излучённому в диверторе в тех же спектральных линиях водорода и отражённому в детектор от первой стенки вакуумной камеры. Ожидаемое значительное превышение РДС над полезным сигналом из SOL в основной камере в широком диапазоне режимов работы ИТЭР и жёсткий регламент точности измерений потребовали критического обновления принципов этой диагностики.

Цели наших исследований были следующие. Во-первых, необходимо развитие метода Н-альфа диагностики в токамаках-реакторах с учетом (i) нового фактора – сильного РДС на хордах наблюдения в основной камере, (ii) известного явления, но также требующего детализации – значительного отклонения функции распределения по скоростям нейтральных атомов в SOL от максвелловской и (iii) данных прямого наблюдения дивертора, скорре-

лированного с наблюдением SOL в основной камере. Во-вторых, необходима проверка предложенных для ИТЭР принципов на примере наиболее близкой установки – токамака JET с недавно установленной металлической стенкой (JET-ILW).

Приведём основные формулы метода в несколько упрощённом случае, предполагающем фильтрацию боковых σ -компонент зеемановского триплета, образованного расщеплением энергетических уровней атома при помещении его в магнитное поле. На действующих установках магнитного удержания плазмы (например, токамаках) для упрощения интерпретации, боковые компоненты отсекаются поляризаторами, но в ИТЭР это будет практически невозможно, поскольку на пути от плазмы к спектрометру свет испытает многократные отражения от стенок тракта, выводящего свет за пределы нейтронной защиты установки, и изменение поляризационного состояния света будет трудно проконтролировать.

Спектральные формы бальмер-альфа линий изотопов водорода в диверторе будут в основном определяться доплеровским уширением и ввиду термодинамической равновесности (максвелловости) распределения атомов по скоростям будут симметричны относительно частоты перехода (энергии фотонов) при излучении неподвижным атомом. С учётом сказанного первичная обратная задача нацелена на восстановление пространственного распределения тех параметров атомов (температуры и концентрации дейтерия и водорода) в диверторе, которые затем позволят построить контур линии рассеянного диверторного света. Обратная задача имеет вид минимизации следующей разности по параметрам, указанным под горизонтальной стрелкой:

$$\sum_{j=1}^{N_{tr}} \left(\tilde{S}_{tr}^{\exp}(\lambda_j) - \left\{ \sum_{i=1}^M x_{tr}^{(i)} \left((1 - C_{H,tr}) \tilde{F}_{Gauss}(\lambda_j - \lambda_{D\alpha}, T_{tr}^{(i)}) \right) + C_{H,tr} \tilde{F}_{Gauss}(\lambda_j - \lambda_{H\alpha}, T_{tr}^{(i)}) \right\} \right)^2 \xrightarrow{x_{tr}, T_{tr}, C_{H,tr}} \min, \quad (1)$$

$tr=1:Tr_{\max}^{div}$,

где j – номер спектрального интервала (так называемого пикселя) спектрометра; λ_j – длина волны, отвечающая пикселю с индексом j ; N_{tr} – число пикселей в рассматриваемом спектральном интервале для хорды наблюдения (трека) с индексом tr ; $\tilde{S}_{tr}^{\exp}$ – нормирован-

ный экспериментальный спектр на треке с индексом tr ; λ_{Da} и λ_{Ha} – центры линий D-альфа и H-альфа соответственно; $\tilde{F}_G$ – нормированные функции Гаусса; i – индекс фракции атомов с определённой температурой; M – число таких температурных фракций, подлежащих восстановлению (возможно восстановление двух или трёх фракций); $T_{\max}^{div}$ – число треков прямого наблюдения дивертора; $T_{tr}^{(i)}$ – восстанавливаемая температура фракции с индексом i на треке tr ; $x_{tr}^{(i)}$ – восстанавливаемый вклад фракции с индексом i в интенсивность на треке tr ; $C_{H,tr}$ – восстанавливаемая доля водорода в смеси дейтерия и водорода (D+H) на треке tr . Мы предполагаем одинаковые температуры атомов дейтерия и водорода. Результат решения задачи даёт интегральную информацию о профиле температуры на данной треке, представляя его как гистограмму из столбцов с всего двумя или тремя значениями высоты столбцов и затем суммируя доли каждого такого столбца в интеграле светимости по данному треку.

По найденному распределению температуры в диверторе нормированный спектр РДС рассчитывается следующим образом:

$$\tilde{S}_{DSL}(\lambda) = \sum_{tr=1}^{T_{\max}^{div}} \frac{S_{tr} R_{tr}}{\sum_{tr'=1}^{T_{\max}^{div}} S_{tr'} R_{tr'}} \sum_{i=1}^M x_{tr}^{(i)} \left(\begin{aligned} & \left((1 - \hat{C}_{H,tr}) \left(\frac{C_{\pi}^{(DSL)} \tilde{F}_G(\Delta\lambda_{j,0}, \hat{T}_{tr}^{(i)})}{2} + \frac{(1 - C_{\pi}^{(DSL)})}{2} \left(\tilde{F}_G(\Delta\lambda_{j,-1}, \hat{T}_{tr}^{(i)}) + \tilde{F}_G(\Delta\lambda_{j,+1}, \hat{T}_{tr}^{(i)}) \right) \right) \right) \\ & + \hat{C}_{H,tr} \left(\frac{C_{\pi}^{(DSL)} \tilde{F}_G(\Delta\lambda_{j,0}, \hat{T}_{tr}^{(i)})}{2} + \frac{(1 - C_{\pi}^{(DSL)})}{2} \left(\tilde{F}_G(\Delta\lambda_{j,-1}, \hat{T}_{tr}^{(i)}) + \tilde{F}_G(\Delta\lambda_{j,+1}, \hat{T}_{tr}^{(i)}) \right) \right) \end{aligned} \right), \quad (2)$$

$$\Delta\lambda_{j,\eta} = \lambda_j - \lambda_{D\alpha} + \eta \Delta\lambda_{D,tr}^{Zeem}(R_{tr}),$$

где S_{tr} – интегральная по длине волны интенсивность на треке с индексом tr ; R_{tr} – большой радиус точки максимальной светимости для трека tr (произведение $S_{tr} R_{tr}$ пересчитывает объём излучающей плазмы, прямо наблюдаемый треком tr , на весь объём соответ-

вующего тороидального кольца); $\Delta\lambda_{D,tr}^{Zeem}(R_{tr})$ – зеемановский сдвиг длины волны в магнитном поле в точке R_{tr} , величины $\hat{\lambda}_{tr}^{(i)}$, $\hat{T}_{tr}^{(i)}$ и $\hat{C}_{H,tr}$ найдены решением задачи (1); $C_{\pi}^{(DSL)}$ – восстанавливаемая доля зеемановской π -компоненты в спектре РДС (см. формулы (3)–(6)).

Обратная задача для восстановления параметров плазмы в SOL имеет следующий вид:

$$\sum_{j=1}^{N_{tr}} \left[- \sum_{p=1}^2 \left\{ \sum_{i=1}^M x_{tr}^{(i)} \left((1-C_{H,tr}) \tilde{F}_{Maxw}^{SOL}(\lambda_j, \Delta\lambda_{D,tr,p}^{Zeem}, \lambda_{D\alpha}, C_{\pi,tr,p}^{(SOL)}, T_{tr,p}^{(i)}) \right) + C_{H,tr} \tilde{F}_{Maxw}^{SOL}(\lambda_j, \Delta\lambda_{H,tr,p}^{Zeem}, \lambda_{H\alpha}, C_{\pi,tr,p}^{(SOL)}, T_{tr,p}^{(i)}) \right\} + \sum_{i=2}^M x_{tr}^{(M+i)} \left((1-C_{H,tr}) \tilde{F}_{Non-Maxw}^{SOL}(\lambda_j, \Delta\lambda_{D,tr,p}^{Zeem}, \lambda_{D\alpha}, C_{\pi,tr,p}^{(SOL)}, T_{tr,p}^{(i)}, \Lambda_{tr,p}^{(i)}) \right) + C_{H,tr} \tilde{F}_{Non-Maxw}^{SOL}(\lambda_j, \Delta\lambda_{H,tr,p}^{Zeem}, \lambda_{H\alpha}, C_{\pi,tr,p}^{(SOL)}, T_{tr,p}^{(i)}, \Lambda_{tr,p}^{(i)}) \right] \rightarrow \min, \quad tr=1:Tr_{max}^{SOL}, \quad C_{\pi,tr}^{(DSL)}, x_{tr}, T_{tr}, \Lambda_{tr}, C_{H,tr} \quad (3)$$

$$F_{Maxw}^{SOL}(\lambda, \Delta\lambda_D^{Zeem}, \lambda_{D\alpha}, C_{\pi}, T) = C_{\pi} F_G(\Delta\lambda_{j,0}, T) + \frac{1-C_{\pi}}{2} (F_G(\Delta\lambda_{j,+1}, T) + F_{Gs}(\Delta\lambda_{j,-1}, T)), \quad (4)$$

$$F_{Non-Maxw}^{SOL}(\lambda, \Delta\lambda_D^{Zeem}, \lambda_{D\alpha}, C_{\pi}, T, \Lambda) = C_{\pi} F_{Asym}(\lambda - \lambda_{D\alpha}, T, \Lambda) + \frac{1-C_{\pi}}{2} (F_{Asym}(\Delta\lambda_{j,+1}, T, \Lambda) + F_{Asym}(\Delta\lambda_{j,-1}, T, \Lambda)), \quad (5)$$

$$F_{Asym}(\Delta\lambda, T, \Lambda) = F_G(\Delta\lambda, T) \exp(-\Lambda/|\Delta\lambda|) E(-\Delta\lambda(\mathbf{k}, \mathbf{l})), \quad (6)$$

где индекс p отвечает излучающему участку SOL, то есть на стороне сильного (inner SOL) или слабого магнитного поля (outer SOL)); две суммы по i отвечают наличию максвелловских и немаксвелловских фракций атомов; начало второго суммирования с $i = 2$ отвечает отсутствию «холодной» немаксвелловской фракции (температуры «теплых» максвелловских и немаксвелловских фракций полагаются равными); x_{tr}^{DSL} – восстанавливаемая доля РДС в сигнале (она варьируется в диапазоне $\sim 10\%$ околоуниверсального значения, являющегося функцией геометрии камеры и отражения стенки и

найденного путём обработки данных многих разрядов); $\Lambda_{tr,p}^{(i)}$ – восстанавливаемый характеристический сдвиг длины волны для спектрального вклада фракции немаксвелловских атомов с номером фракции i , определяющий «фактор затухания» в модельном спектре (такое представление является упрощённой моделью, обоснованной сравнением с результатами численного моделирования кинетики атомов в СОЛ); $E(x)$ – единичная функция Хевисайда; $\mathbf{k}$ – направление потока атомов со стенки в плазму, $\mathbf{l}$ – направление хорды от детектора к точке наблюдения.

Типичные результаты интерпретации спектров в линии D-альфа на диверторной стадии разряда в токамаке JET-ILW представлены на рис. 1 для тангенциальной хорды наблюдения, направленной на внутреннюю стенку из экваториального порта. Видна значительная спектральная асимметрия контура линии, обусловленная отклонением функции распределения атомов по скоростям от максвелловской.

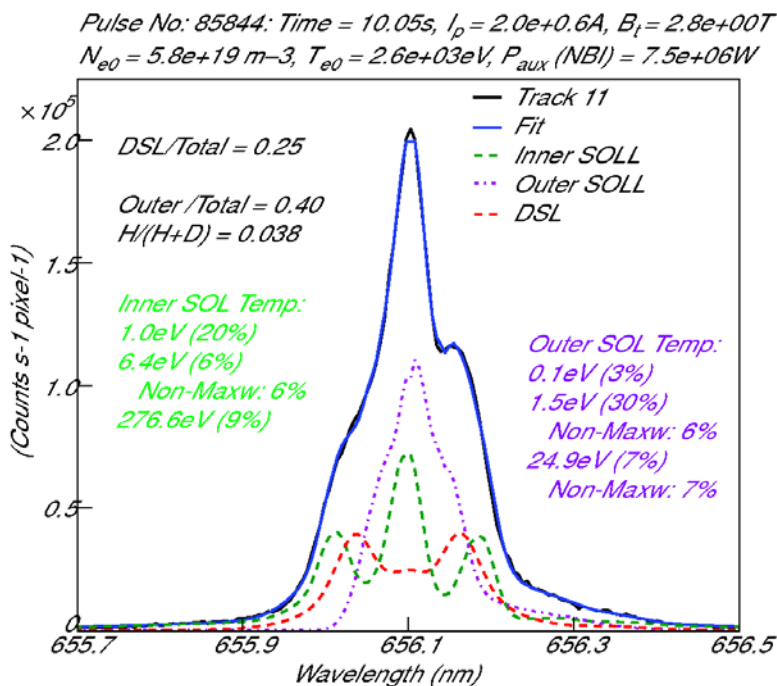


Рис. 1. Интерпретация спектра линии дейтерия D-альфа на диверторной стадии разряда 85844 установки JET-ILW

Указаны восстановленные температуры и доли максвелловских и немасвелловских фракций атомов для обоих (упомянутых выше) участков SOL. Найденная зависимость долей разных источников сигнала (РДС и двух участков SOL) в интенсивности на указанных треках от времени, исследованная синхронно с нормированной интенсивностью свечения дивертора, указывает на значимость роли РДС в установке JET-ILW (рис. 2).

Типичный результат расчётов с помощью синтетической Н-альфа диагностики для ИТЭР приведён на рис. 3 (для простоты иллюстрации показано в случае без РДС).

Более подробное описание рассмотренной задачи можно найти в [1–3].

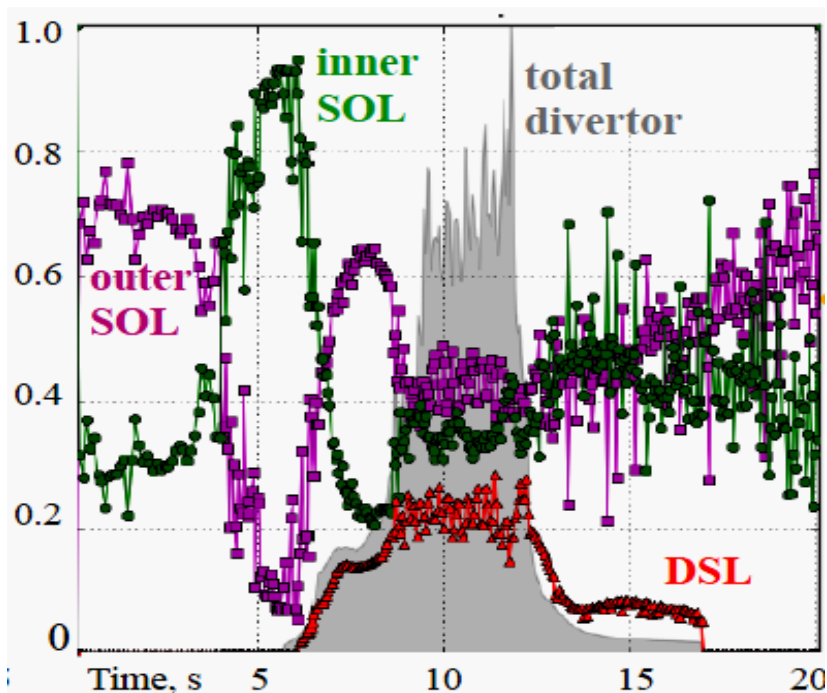


Рис. 2. Временная зависимость относительных вкладов двух участков SOL и DSL в полный сигнал для измерения по хорде наблюдения в основной камере для разряда 85844 в токамаке JET-ILW. Серым фоном показан временной профиль полной мощности излучения дивертора в той же спектральной линии, восстановленный по данным прямого наблюдения дивертора

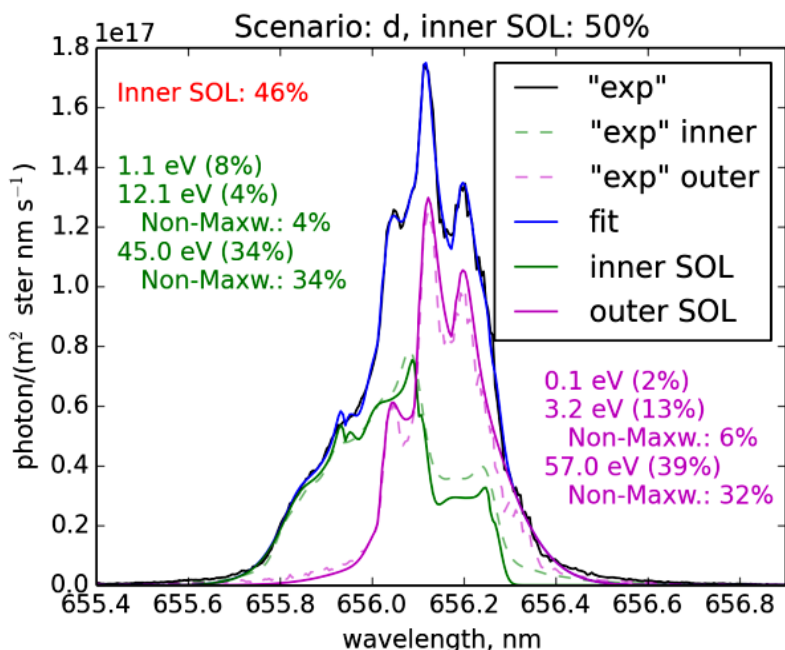


Рис. 3. Интерпретация спектра линии дейтерия D-альфа в рамках «синтетической диагностики» ИТЭР и оценка точности разделения источников сигнала. Показаны синтетические спектры («exp») и их наилучшее приближение при решении обратной задачи (*fit*), включая вклады двух участков в SOL на линии наблюдения в основной камере

2. Томсоновская диагностика центральной плазмы в ИТЭР

Томсоновским рассеянием называют некогерентное (то есть неколлективное) рассеяние света электронами. Термин «томсоновское рассеяние» относится к рассеянию неподвижным электроном без учёта отдачи электрона в единичном акте рассеяния фотона, но в диагностике пучковой и термоядерной плазмы этот термин распространили на случай произвольных, релятивистских скоростей электрона. Развитие методологии этой диагностики стимулировано ожидаемым ощутимым отклонением функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС) от максвелловской в условиях мощного дополнительного нагрева электронов плазмы в токамаках-реакторах, а именно: токамаке ИТЭР и особенно в токамаках-реакторах следующего поколения, получивших название ДЕМО.

Кратко опишем основные принципы расчёта точности диагностики томсоновского рассеяния электронами немаксвелловской плазмы в токамаках-реакторах. Алгоритм расчёта обобщает стандартный подход к расчёту ошибок измерений температуры максвелловской плазмы на случай широкого класса отклонений от максвелловской ФРЭС.

Количество фотоэлектронов, попадающих в данный спектральный канал из-за томсоновского рассеяния, выражается следующим образом:

$$\left[N_{ph-el}^{(j)} \right]_{Las} = \frac{E_{Las}}{\hbar\omega_0} \Delta X_{Las} \Delta\Omega_{pupil} n_e r_0^2 \int_{\Delta X_j} \eta_q(X) \eta_{tr} \eta_{fib}(X) \sigma_{TS} dX, \quad (7)$$

где $X = \lambda/\lambda_0 - 1$, ΔX_j – спектральная ширина j -го канала; λ и λ_0 – длины волн рассеянного и зондирующего излучения; E_{Las} – энергия лазерного импульса; ΔX_{Las} – длина излучающего цилиндра в поле наблюдения детектора («длина рассеяния»); n_e – плотность электронов; $\Delta\Omega_{pupil} = \Delta S_{pupil}/(\mathbf{r}_{emis} - \mathbf{r}_{pupil})^2$, где ΔS_{pupil} – площадь зрачка, векторы задают координаты излучающего цилиндра и зрачка; r_0 – классический радиус электрона; σ_{TS} – нормированное сечение томсоновского рассеяния, зависящее от направлений падающего и рассеянного света, а также поляризации падающего и рассеянного света; множители η описывают свойства оптической системы (пример указан ниже).

Для описания широкого класса отклонений от максвелловской ФРЭС мы используем модельную ФРЭС, которая в слабо/умеренно надтепловом диапазоне энергий качественно согласуется с результатами работ по численному моделированию ФРЭС в условиях дополнительного нагрева плазмы (в этом диапазоне, в отличие от очень быстрых, например убегающих, электронов, число рассеивающих частиц еще не так мало и сигнал от томсоновского рассеяния вполне диагностируем):

$$f(\mathbf{p}) = (1 - \delta_{Hot}) \cdot f_{Maxw}(\mathbf{p}) + \delta_{Hot} \cdot f_{Hot}(\mathbf{p}_{\parallel}, \mathbf{p}_{\perp}), \quad (8)$$

$$f_{Hot}(\mathbf{p}_{\parallel}, \mathbf{p}_{\perp}) = C_{Hot} \exp \left[-mc^2 \left(\frac{\sqrt{1 + (p/mc)^2} - 1}{p^2} \right) \left(\frac{p_{\parallel}^2}{T_{e\parallel}} + \frac{p_{\perp}^2}{T_{e\perp}} \right) \right] \quad (9)$$

Здесь $f_{Maxw}(\mathbf{p})$ – релятивистское максвелловское распределение; C_{Hot} – нормировочная константа (в импульсном пространстве); $\mathbf{p}_{\parallel}$ и $\mathbf{p}_{\perp}$ – компоненты импульса $\mathbf{p}$ соответственно параллельны и перпендикулярны магнитному полю; δ_{Hot} – доля надтепловых электро-

нов. Предполагается, что измерение фонового сигнала осуществляется в отдельный временной интервал той же длительности, а различные лазеры срабатывают в отдельные, но очень близкие моменты времени. Характерные спектры рассеяния для ФРЭС (8), (9) показаны на рис. 4.

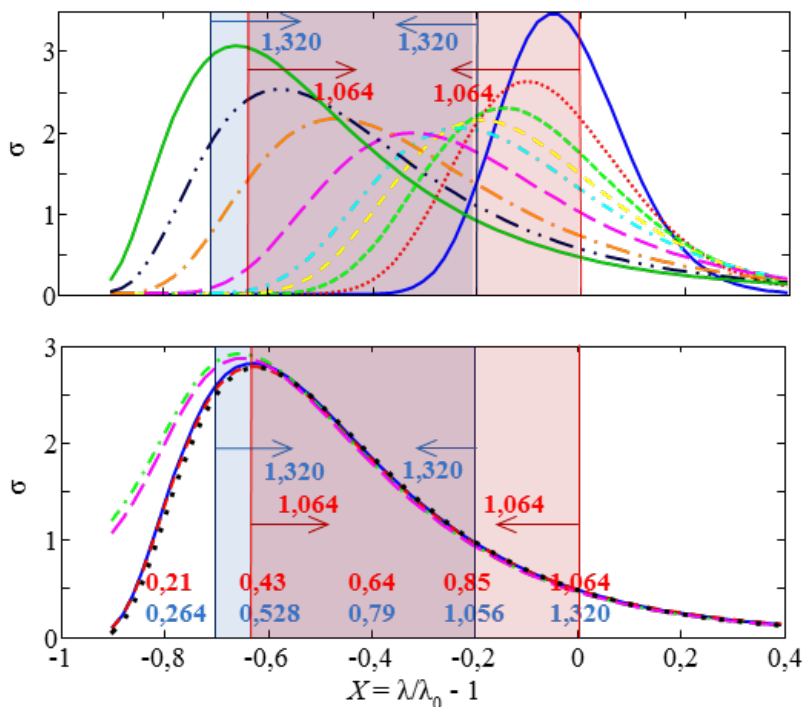


Рис. 4. Нормированные сечения рассеяния для различных ФРЭС и угла рассеяния $\theta = 159,5^\circ$. Вверху – максвелловская ФРЭС для температур $T_e = 2, 4, 6, 8, 10, 15, 25, 35$ и 45 кэВ (максимумы кривых идут по порядку справа налево); внизу – квазисферическая ФРЭС (8), (9) для $T_e = 40$ кэВ и различных комбинаций квазitemператур тоже: $T_{\parallel} = 60$ кэВ, $T_{\perp} = 50$ кэВ (—); $T_{\parallel} = 80$ кэВ, $T_{\perp} = 50$ кэВ (---); $T_{\parallel} = 60$ кэВ, $T_{\perp} = 100$ кэВ (· · · · ·); $T_{\parallel} = 80$ кэВ, $T_{\perp} = 100$ кэВ (— · — · —); $T_{\parallel} = T_{\perp} = 0$ (····). Над осью для безразмерной длины волны указаны значения размерных длин волн в микронметрах для разных лазеров (1,064 и 1,32)

Алгоритм диагностики ФРЭС на основе томсоновского рассеяния включает в себя расчёт количества попадающих в спектральные каналы детектора фотоэлектронов $[N_{ph-el}^{(j)}]_{Las}$ (где индекс j ну-

мерует спектральные каналы) через нормированное сечение рассеяния, усреднённое с ФРЭС (8), (9). Подсчитывается разница между полным, $\left[N_{ph-el}^{(j)} \right]_{Total}$, и фоновым, $\left[N_{ph-el}^{(j)} \right]_{Backgr}$, сигналами в каждом спектральном канале. Для расчёта точности диагностики накладывается рандомизация входных параметров. Значения исследуемых параметров $\xi = \{T_e, T_{e\parallel}, T_{e\perp}, n_e, \delta_{Hot}\}$ восстанавливаются посредством решения следующей обратной задачи, состоящей в минимизации разницы между синтетическим экспериментальным сигналом от рассеянного лазерного излучения и соответствующим варьируемым рассчитываемым сигналом:

$$\sum_{\lambda_0} \sum_j \left\{ \left[N_{ph-el}^{(j)}(\xi_{assum}) \right]_{Total} - \left[N_{ph-el}^{(j)} \right]_{Backgr} \right\}_{Random} - \left[N_{ph-el}^{(j)}(\xi) \right]_{Las} \Big|_{\xi} \longrightarrow \min, \quad (10)$$

где суммирование идёт по всем лазерам и спектральным каналам. Расчёт точности диагностики основан на многократном решении обратной задачи определения основных параметров ФРЭС с учётом всех возможных источников ошибки и статистической вариации входных параметров задачи. Такие массовые расчёты позволяют найти статистическое распределение результатов решения обратной задачи. Тогда погрешность восстановления заданной величины параметра B , обозначаемая как Err (от английского «error»), определяется как усреднённое (по указанному статистическому распределению) нормированное среднеквадратичное отклонение найденного значения параметра B от её исходно заданного значения:

$$Err(B^{assumed}) \equiv 2,5 \left[\left\langle \left(B/B^{assumed} - 1 \right)^2 \right\rangle \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Множитель 2,5 в (11) соответствует равной 98% вероятности обнаружить значение параметра B в интервале $\{B^{assumed} - 2,5\delta B, B^{assumed} + 2,5\delta B\}$, где $\delta(B) = [\langle (B - B^{assumed})^2 \rangle]^{1/2}$. Точность восстановления немаксвелловских ФРЭС следует оценивать по релятивистской формуле для средней энергии кинетического движения:

$$\langle E_{kin} \rangle = T_{eff} - 1 - K'_2 (1/T_{eff}) / K_2 (1/T_{eff}),$$

$$E_{kin} = mc^2 [(p/mc)^2 + 1]^{1/2} - mc^2,$$

где K_2 – модифицированная функция Бесселя второго порядка, а штрих означает производную (в нерелятивистском пределе имеем известное соотношение $\langle E_{kin} \rangle = (3/2)T$).

Изложенная методика применена для предварительного анализа преимуществ ранее предложенного в [4] использования нескольких зондирующих длин волн в томсоновской диагностике немаксвелловской плазмы на примере планируемой системы томсоновской диагностики центральной плазмы в ИТЭР. На рис. 4 приведены результаты многократного (200 прогонов) решения обратной задачи для следующих значений входных параметров: случай трёх лазеров с одинаковой длиной волны $\lambda_0 = 1064$ нм и случай трёх лазеров с различными длинами волн $\lambda_0 = 946; 1064; 1320$ нм; $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$; $E_{Las} = 4$ Дж (одинаковая для всех лазеров); $\eta_{tr} = 0,168$ – полная пропускная способность оптической системы; квантовый выход детектора, η_q , был выбран так, чтобы в диапазоне выше 650 нм спектральная чувствительность была такой же, как у Excelitas C30956ЕН, а в диапазоне ниже 650 нм – как у Hamamatsu S8664; $[\sigma_j]_{Ampl} = 50$; $\Delta x_{Las} = 0,07$ м; $\Delta \Omega_{pupil} = 1,38 \times 10^{-3}$ стер. Угол между $\mathbf{n}_0$ и $\mathbf{n}$ взят равным $159,5^\circ$, что соответствует наблюдению центральной плазмы. Векторы линейной поляризации $\mathbf{e}_0$ и $\mathbf{e}$ совпадают и ортогональны плоскости рассеяния. Фоновый сигнал формируется из прямого сигнала тормозного излучения плазмы вдоль линии наблюдения и отражённого от стенки света, определяемого линейчатым излучением водорода и примесей в диверторе.

Погрешность для параметра δ_{Hot} на рис. 5 не представлена, так как она составляет несколько сотен процентов и её отображение исказило бы рисунок, сделав его сложным для восприятия. Важно отметить, что большие ошибки восстановления параметров, описывающих отклонение от максвелловости (особенно параметра δ_{Hot}), не влияют на точность восстановления средней энергии немаксвелловской ФРЭС. Дело в том, что решение обратной задачи является устойчивым относительно восстановления средней энергии ФРЭС вне зависимости от частного вида отклонения от максвелловости в тепловом и слабо надтепловом диапазонах энергий электронов.

Полученные результаты подтверждают актуальность диверсификации длины волн зондирующего лазерного излучения. Более подробное изложение рассмотренной задачи можно найти в [5, 6].

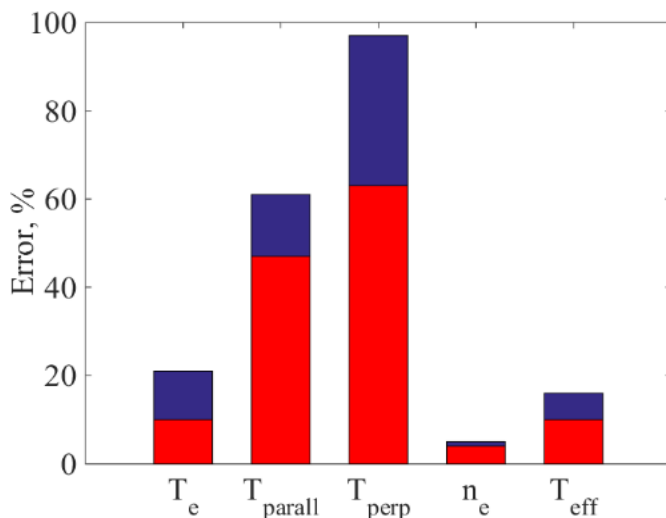


Рис. 5. Сравнение оценок погрешностей восстановления параметров плазмы при расчете синтетического спектра по немаксвелловской ФРЭС (8), (9) и его интерпретация в предположении этой же немаксвелловской ФРЭС: темные области – одноцветное зондирование (1064 нм), светлые области – многоцветное (946; 1064; 1320 нм) зондирование

3. Диагностика надтепловых электронов по электронному циклотронному излучению в Т-10 и ДЕМО

Для следующего поколения токамаков – ИТЭР, ДЕМО и ИГНИТОР – в отличие от предыдущих установок электронное циклотронное (ЭЦ) излучение будет играть важную роль из-за ожидаемых высоких температур в центре плазменного шнура (ИТЭР и ДЕМО) и сильного магнитного поля (во всех трёх токамаках). Численное моделирование сценариев разряда предсказало значительный вклад потерь на ЭЦ-излучение в локальный электронный энергобаланс в стационарных режимах работ ИТЭР. Потери на ЭЦ-излучение могут замедлить термоядерное нарастание температуры в центре плазмы для $T_e(0) > 35$ кэВ и обеспечивать подкритичность ИТЭР и ДЕМО как энергетических реакторов. Указанные проблемы потребовали повышения точности расчёта переноса ЭЦ-излучения и разработки простых аналогов («симуляторов») тех кодов, которые делают расчёты «из первых принципов». Разработанная теоретическая модель и созданный на её основе численный код CYNEQ

(см. [7] и процитированную там литературу) используются как при интегрированном численном моделировании сценариев работы токамаков-реакторов, так и для диагностики плазмы, в том числе и в современных токамаках. Здесь мы приведём два примера использование принципов модели кода CYNEQ при решении обратных задач для диагностики надтепловых электронов по электронному циклотронному излучению в Т-10 и ДЕМО.

Наблюдение В.И. Позняком с коллегами ЭЦ-излучения в токамаке Т-10 одновременно на первой и второй гармониках с включением диапазона более низких частот указало на наличие надтепловых электронов с энергиями от нескольких десятков до сотен кэВ (см. [8] и процитированную там литературу). При этом наблюдаемый спектр являлся изотропным по углу регистрации излучения и не зависел от поляризации выходящих электромагнитных (ЭМ) волн. Это подтолкнуло нас к разработке модели, в основе которой лежит почти свободное распространение и изотропность ЭЦ-излучения между металлической стенкой вакуумной камеры и зоной отсечки в плазме (то есть более плотной областью, от которой излучение таких частот отражается как от зеркала). В такой модели оказалось возможным использовать методы расчёта, ранее развитые нами для случая токамаков-реакторов, поскольку там ЭЦ-излучение, значимое для потерь энергии (но только это излучение на больших, а не малых гармониках фундаментальной ЭЦ-частоты), оказывается «запертым» между стенкой камеры и внутренней зоной оптической непрозрачности. Основные принципы расчётной модели следующие:

а) надтепловые электроны локализованы в слое вблизи границы плазмы (в токамаке Т-10 – шириной 3 см);

б) плотность мощности спонтанного источника ЭЦ-излучения считается по формулам почти вакуумного приближения (не учитывается рефракция, но учитываются отсечки для обыкновенной (О-мода) и необыкновенной (Х-мода) волн);

в) основная плазма очень слабо поглощает ЭЦ-излучение от надтепловых электронов в данном диапазоне частот;

г) интенсивность указанного ЭЦ-излучения в области между стенкой камеры и областью отсечки однородна и изотропна в силу многократного отражения от границ указанной области (это соответствует вышеуказанным результатам измерений в токамаке Т-10).

Обратная задача состоит в поиске такой функции распределения (ФР) надтепловых электронов, для которой рассчитанный в рамках предложенной модели спектр ЭЦ-излучения, $T_{rad}^{calc}(\omega)$, максимально близок к наблюдаемому спектру $T_{rad}^{exp}(\omega)$, при этом оба спектра выражены стандартным образом через так называемую радиационную температуру, определяемую по наблюдаемой интенсивности I выходящего ЭЦ-излучения:

$$T_{rad}(\omega) = \frac{8\pi^3 c^2}{\omega^2} I(\omega). \quad (12)$$

Искомая ФР является функцией трёх переменных: метки магнитной поверхности ρ (её роль, как обычно, играет корень квадратный из (нормированного на единицу на краю шнура) значения потока тороидального магнитного поля через поперечное сечение, ограниченное данной магнитной поверхностью) и двух проекций импульса, $(p_{||}, p_{\perp})$, параллельно и перпендикулярно магнитному полю, в экспериментальной плоскости тороида на внешнем обходе тора на этой магнитной поверхности. Такое сокращение исходного фазового пространства связано с тем, что движение быстрого (то есть слабо подверженного кулоновским столкновениям) электрона в магнитном поле, неоднородном вдоль траектории, происходит с приближённым сохранением адиабатического инварианта, что позволяет усреднить излучение электрона по «запертой» или «пролётной» траектории, оставив в качестве метки целого сектора в фазовом пространстве только значение импульса в одной точке на всей траектории.

Ввиду ожидаемого сильного отклонения ФР от максвелловской или даже квазимаксвелловской типа (8), (9) нам приходится искать ФР произвольного вида, не предполагая никакого ограничения на класс возможных решений. Тогда алгоритм восстановления ФР надтепловых электронов формулируется следующим образом:

(i) пространство $(p_{||}, p_{\perp})$ для каждой магнитной поверхности ρ (внутри ограниченной области на периферии плазменного шнура) разбивается на сектора и во всем пространстве трёх переменных вводится одномерный (числом N) дискретный набор искомых значений ФР в каждом секторе, $x_N = F_e^{hot}(\rho_N, p_{||0N}, p_{\perp 0N})$;

(ii) по законам сохранения адиабатического инварианта и энергии электрона рассчитываются проекции импульса $p_{\parallel}(\theta_{pol}), p_{\perp}(\theta_{pol})$ вдоль траектории движения электрона;

(iii) $\tilde{T}_{rad}(\omega, x_N)$ рассчитывается по формулам упомянутой выше модели, производящим усреднение по полоидальному углу θ_{pol} ;

(iv) методом наименьших квадратов решается задача оптимизации, позволяющая найти весь набор значений x_N . Ввиду достаточно большой неопределенности (неоднозначности) решения такой обратной задачи, предлагаемый метод может претендовать на восстановление характерных средних значений импульсов надтепловых электронов.

Описанный алгоритм использован для количественной интерпретации спектра ЭЦ-излучения в токамаке Т-10 на частотах ниже, чем первая циклотронная гармоника для значений магнитного поля на краю плазменного шнура, и в интервале между «тепловым» ЭЦ-излучением (то есть излучением электронов в основной, максвелловской компоненте плазмы) на первой и второй гармониках. Эти результаты проиллюстрированы рис. 6–9.

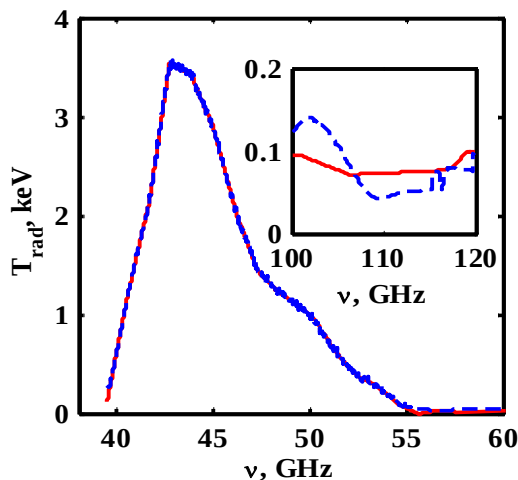


Рис. 6. Спектральная зависимость радиационной температуры измеренного сигнала в разряде № 36057 в токамаке Т-10 (сплошная кривая) и результат оптимизации подгонки расчетного теоретического спектра к экспериментальному (пунктирная кривая) (ν – круговая частота в гигагерцах).

На вставке: спектральная зависимость радиационной температуры в интервале между спектрами теплового ЭЦ-излучения основной плазмы на первой и второй гармониках фундаментальной ЭЦ-частоты

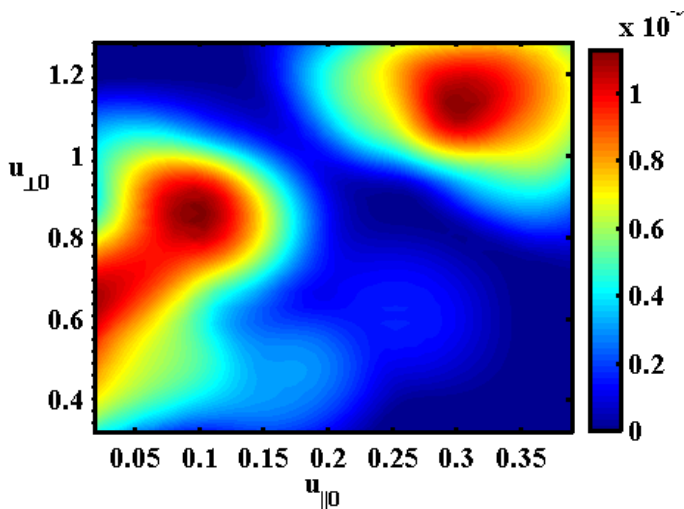


Рис. 7. Функция распределения надтепловых электронов, $x = F_e^{hot}(\rho, u_{||0}, u_{\perp0})$, на одной из магнитных поверхностей, $\rho = 0,9$ (здесь $u = p/m_e c$ – нормированный импульс электрона)

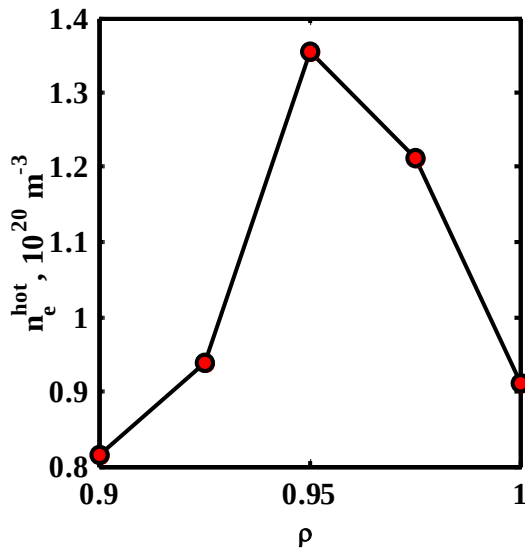


Рис. 8. Пространственный профиль плотности надтепловых электронов n_e^{hot} как распределение по магнитным поверхностям, полученное решением обратной задачи

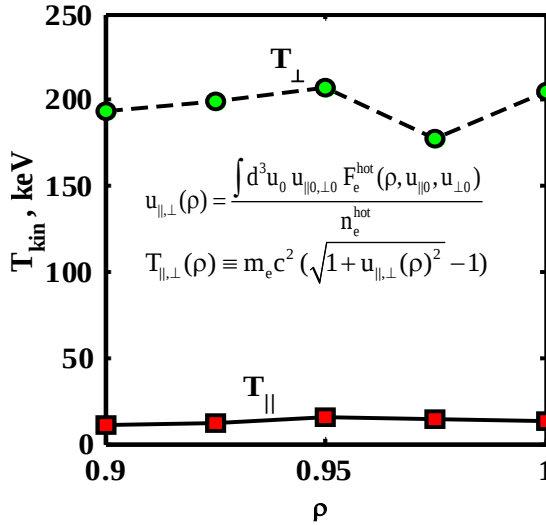


Рис. 9. Пространственный профиль средней кинетической энергии надтепловых электронов (продольная кинетическая энергия – сплошная кривая, поперечная – пунктирная) как распределение по магнитным поверхностям, полученное решением обратной задачи

Характеристики ФР надтепловых электронов, приведённой на рис. 7, таковы: $\langle T_{kin} \rangle = 213$ кэВ, $\langle T_{kin||} \rangle = 13$ кэВ, $\langle T_{kin\perp} \rangle = 196$ кэВ (формулы для расчёта этих величин даны на рис. 9). Доля надтепловых электронов в плотности плазмы на внешней стороне экваториальной плоскости тороида равна $\delta_{hot} = 1,8 \cdot 10^{-4}$. Отметим, что средняя энергии таких надтепловых электронов значительно (более чем на порядок величины) превышает температуру основной максвелловской компоненты плазмы, что оправдывает необходимость искать такую ФР в произвольном виде, а не в квазимакселловском виде типа (8), (9).

Таким образом, показано, что в омическом разряде в Т-10 надтепловые электроны являются частицами, «запертыми» на внешнем обводе тора, их характерная кинетическая энергия лежит в диапазоне $\sim 150\text{--}200$ кэВ, а плотность составляет небольшую ($\sim 10^{-4}$) долю основной плазмы.

Отметим, что данный метод применим для токамаков, у которых на периферии плазменного шнура первая гармоника ЭЦ-частоты превышает плазменную частоту, что выполнимо только в режимах работы с невысокой плотностью плазмы (в крупных

токамаках и токамаках-реакторах такие режимы реализовать труднее, чем в токамаке Т-10).

Перейдем к задаче о восстановлении ФР надтепловых электронов в токамаках-реакторах по ЭЦ излучению на больших гармониках. Задача весьма близка к изложенной выше: во-первых, здесь также нет возможности сузить класс искомых решений до, например, квазимаксвелловских ФР типа (8), (9); во-вторых, результат восстановления менее чувствителен к значениям параллельного импульса, так как интенсивность ЭЦ-излучения зависит острее от импульса, перпендикулярного магнитному полю. Однако имеются и существенные отличия: во-первых, восстановлению подлежит ФР не на периферии, а только в центре плазменного шнура (соответственно все электроны здесь «пролётные»), поскольку вклад только этой области плазмы может быть спектрально выделен; во-вторых, в исследуемом диапазоне частот всё ещё велик вклад основной, максвелловской компоненты, и его нужно вычесть из полного сигнала (предполагается, что его можно рассчитать по данным другой диагностики, надежнее всего – томсоновской). Импульсное пространство так же разбивается на сектора, для каждого из которых подсчитывается его вклад в спектр ЭЦ излучения. Спектр рассматривается в виде суммы вкладов максвелловской $I_{esc}^{Maxw}(\omega)$ и горячей $I_{esc}^{Hot}(\omega)$ компонент плазмы $I_{esc}(\omega) = I_{esc}^{Maxw}(\omega) + I_{esc}^{Hot}(\omega)$, причём $I_{esc}^{Maxw}(\omega)$ считается известным. Для восстановления ФР надтепловых электронов решается задача минимизации разницы между синтетическим экспериментальным спектром излучения и соответствующим варьируемым рассчитываемым сигналом:

$$\min_{x \geq 0} \phi, \quad \phi = \phi(I^{exp}(\omega), I^{calc}(\omega, f_N)), \quad \phi = \|Mf_N - I^{exp}(\omega)\|_2^2, \quad (13)$$

где f_N – точки в фазовом пространстве $R_f = \{p, p_{\parallel}, p_{\perp}\}$, а оператор M имеет вид

$$M = \left(\sum_{\zeta=X,O} \left(\int dV dp \langle \eta(r, p, n, \omega, \zeta) \rangle_{\Omega_n} \right) \left(\int \frac{d\Omega_n}{4\pi} \int n \cdot dS_w (1 - R_w(\omega, n)) \right)^{-1} \right), \quad (14)$$

где η – ЭЦ-излучательная способность отдельного электрона с вектором импульса $\mathbf{p}$, R_w – коэффициент отражения ЭЦ-излучения от стенок. В числителе в (14) проводится усреднение по импульсам

электронов и направлениям ЭЦ-волн (последние задаются значениями вектора $\mathbf{n}$), а также суммирование по объёму плазмы и поляризациям ЭЦ-волн, а в знаменателе идет интегрирование по направлениям (телесному углу) волн и по внутренней поверхности вакуумной камеры токамака.

Результаты решения такой обратной задачи для европейского проекта токамака типа ДЕМО показаны на рис. 10 для режима с $T_e(0) \sim 35$ кэВ и $n_e(0) = 1,3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (подробнее см. [9]). Показано, что точность восстановления значений средней кинетической энергии (в кэВ) движения электронов перпендикулярно магнитному полю является весьма высокой для обратной задачи, содержащей искомую функцию внутри достаточно сложного интеграла. Это можно объяснить достаточно резкой зависимостью излучаемого ЭЦ-спектра от поперечного импульса электрона, на что изначально и уповал предлагаемый метод.

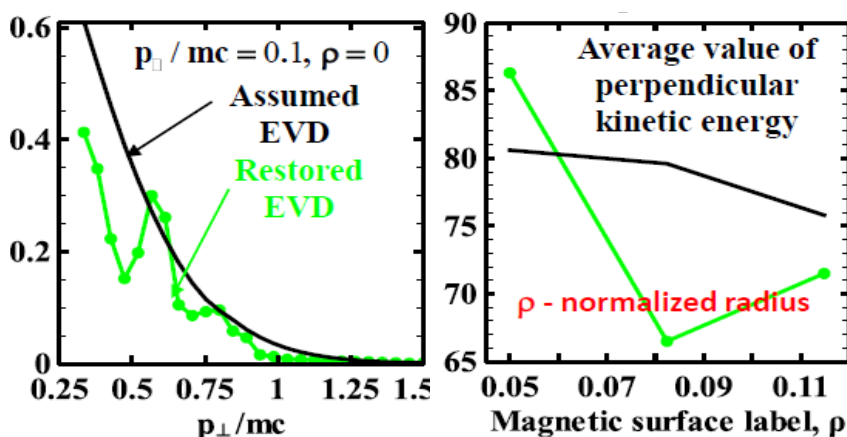


Рис. 10. Слева: сравнение синтетических (чёрная кривая) и восстановленных (точки) значений ФР нагретых электронов как функции перпендикулярной к магнитному полю проекции импульса, для заданного значения продольного импульса и центральной точки плазменного шнура (на магнитной оси равновесной тороидальной плазмы).

Справа: аналогичное сравнение профилей средней кинетической энергии (в кэВ) движения электронов перпендикулярно магнитному полю как функции магнитной поверхности

Заключение

В исследованиях по проблеме управляемого термоядерного синтеза возникают сложные обратные задачи: а) интерпретации данных реальных измерений в текущих экспериментах и б) оптимизации параметров планируемых диагностик, основанной на интерпретации ожидаемых, виртуальных данных. Формулировка обратных задач по восстановлению искомым параметров из имеющего массива экспериментальных данных с учётом всех источников ошибки является необходимым условием функционирования действующих и планирования будущих установок. Мы представили краткий обзор обратных задач, необходимых для восстановления: а) параметров нейтрального водорода по бальмеровским спектральным линиям [1–3] ; б) температуры электронов и характеристик надтепловых электронов неравновесной плазмы по спектру томсоновского рассеяния лазерного излучения [5, 6]; в) характеристик надтепловых электронов неравновесной плазмы по спектру электронного циклотронного излучения [8, 9]. Приведены результаты использования этих методов к интерпретации реальных и синтетических экспериментальных данных для, соответственно, действующих токамаков (Т-10 и JET) и будущих токамаков-реакторов: строящегося (ИТЭР) и планируемого (ДЕМО).

Современная тенденция состоит в усилении интегрированности диагностик, в совместной оперативной обработке данных. Одним из примеров является разработка комплексной диагностики распределения электронов по скоростям по томсоновскому рассеянию и электронному циклотронному излучению в токамаках [10], нацеленной на объединение методов, изложенных в разделах 3 и 4 этого обзора.

Список литературы

1. Kukushkin A.B., V Neverov.S., Alekseev A.G., Lisgo S.W., Kukushkin A.S.. Fusion Sci. & Tech., 2016, V. 69, pp. 628–642.
2. Неверов В.С., Кукушкин А.Б., Лисго С.В., Кукушкин А.С., Алексеев А.Г. Физика плазмы, 2015, том 41, вып. 2, с. 115–124.
3. Kukushkin A.B., Neverov V.S., M.F. Stamp, et al. AIP Conference Proceedings. 2014. V. 1612, pp.97-100.

4. Mukhin E.E., Kukushkin A.B., Sdvizhenskii P.A. et al. AIP Conference Proceedings. 2014. V. 1612, pp 69–72.
5. Сдвиженский П.А., Кукушкин А.Б., Курские Г.С., Мухин Е.Е., Бассан М.. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37(3), с. 38–47.
6. Kurskiev G.S., Sdvizhenskii P.A., Mukhin E.E., Kukushkin A.B., et al. Nuclear Fusion, 2015, V. 55(5), 053024 (11 pages).
7. А.Б. Кукушкин, П.В. Минашин, А.Р. Полевой. Физика плазмы, 2012, т. 38, № 3, с. 211–220.
8. Minashin P.V., Kukushkin A.B., Poznyak V.I. European Physical Journal (EPJ) Web of Conferences, vol. 32, 01015 (2012).
9. Minashin P.V., Kukushkin A.B. EPJ Web of Conferences, vol. 87, 03009 (2015).
10. Sdvizhenskii P.A., Minashin P.V., Kukushkin A.B., Kurskiev G.S., Mukhin E.E. Proc. 42nd EPS Conf. Plasma Phys., 2015, Lisbon, Portugal. Europhysics Conference Abstracts, vol. 39E, P5.181, <http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/P5.181.pdf>

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЁТА РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ПЛАЗМЫ СО СЛОЖНЫМИ ИОНАМИ

В.С. Лисица

Данный раздел пособия включает в себя изложение статистического описания радиационных потерь энергии сложными многоэлектронными ионами, в первую очередь ионами вольфрама, в термоядерной плазме. Вольфрам является в настоящее время основным материалом для конструкции дивертора как в современных установках, так и в строящемся международном термоядерном реакторе ИТЭР. Сложность расчётов атомных процессов при столкновениях примесных ионов вольфрама с частицами плазмы обусловлена сложностью электронной структуры электронных оболочек вольфрама, сохраняющего достаточно большое число связанных электронов даже при высоких термоядерных температурах 20–30 кэВ. С этим обстоятельством связано значительное (вплоть до порядка величины) расхождение данных теоретических моделей для элементарных процессов с участием ионов вольфрама. В настоящем пособии используется статистический подход Томаса–Ферми к описанию указанных процессов. Такой подход позволяет получить универсальные выражения для скоростей радиационно-столкновительных процессов и величины радиационных потерь плазмы на примеси вольфрама. Сравнение статистического подхода с более сложными численными кодами показывает, что его точность находится в пределах расхождения между данными атомных кодов. Это позволяет с хорошей точностью рассчитывать атомные процессы на ионах вольфрама в широком диапазоне температур плазмы.

Статистические модели основаны на представлении о коллективных колебаниях плазменного сгустка атомных электронов. Для описания таких колебаний в модели Брандта–Лунквиста [1, 2] использовано приближение локальной плазменной частоты, связанной с локальной электронной плотностью в атоме.

В основе настоящего подхода лежит представление атомной структуры как системы плазменных осцилляторов, возбуждаемых столкновениями с внешними электронами плазмы. Воздействие

плазменных электронов учитывается в приближении эквивалентных фотонов Ферми [2], в котором электрическое поле плазменных электронов представляется в виде потока эквивалентных фотонов с интенсивностью, определяемой фурье-разложением амплитуды электрического поля электрона, движущегося по классической траектории в поле возбуждаемого иона (рис. 1). В такой постановке возбуждение связанных электронов в многозарядном ионе выражается через сечение фотопоглощения, для которого, в свою очередь, могут использоваться статистические модели тяжёлых атомов [1–3].

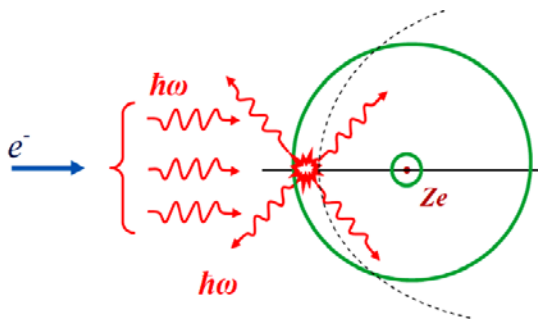


Рис. 1. Схема столкновительного возбуждения атома электронами по методу эквивалентных фотонов Ферми

Одним из важных общих свойств атомных систем является очевидная связь эффективных атомных сил осцилляторов f_{ij} с распределением атомной или ионной электронной плотности $n(r)$:

$$f_{if} = 4\pi \times n(r) \times r^2 \times dr, \quad (1)$$

которая обеспечивает выполнение известного правила сумм [4].

В рамках приближения локальной плазменной частоты [1, 2] сложный ион представляется системой эквивалентных осцилляторов, частоты которых определяются значениями локальной плазменной частоты $\omega_p(r)$ по известной формуле (атомные единицы):

$$\omega_p(r) = \sqrt{4\pi n(r)}. \quad (2)$$

В рамках указанных приближений радиационные потери энергии в расчёте на один электрон и данный ион тяжёлой примеси (то есть с фиксированным значением $q = Z_i/Z$) приобретают универсальную форму, выраженную через скорости фотовозбуждения атома в поле эквивалентных фотонов:

$$\begin{aligned}
Q_{abs} / n_e &= Z \cdot \left(\frac{2Ry \cdot \omega_a}{a_0^2} \right) \cdot \int_0^{I_z / Z \hbar \omega_a} d(\omega / \omega_a Z) \cdot \sigma_{photo}(\omega / \omega_a Z) \times \\
&\times \left\{ \frac{< dI^{(Coulomb)}[Z(\omega / \omega_a Z)] >_E}{n_e \left(\frac{2Ry \cdot \omega_a}{a_0^2} \right) d(\omega / \omega_a)} \right\} = \\
&= (a_0^3) \cdot (2Ry \cdot \omega_a) \cdot \left(\frac{c \hbar}{e^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{6\pi}} \right) \cdot \sqrt{\frac{2Ry}{T}} \cdot (Z) \int_0^{I_z / Z \cdot 2Ry} ds \cdot [\sigma_{photo}(s) / a_0^2] \cdot \\
&\cdot \int_{Z \cdot \left(\frac{2Ry}{T} \right) \cdot s}^{\infty} du e^{-u} \cdot g \left(\left[\frac{Z_{eff} Z}{2\sqrt{2}} \cdot \left(\frac{2Ry}{T} \right)^{3/2} \right] \cdot s \cdot u^{-3/2} \right), \quad (3)
\end{aligned}$$

где a_0 – радиус Бора, $\omega_a = 2Ry / \hbar$, c – скорость света, e – заряд электрона, I_z – потенциал ионизации иона, $\sigma_{photo}(x)$ – сечение фотопоглощения иона, $g(z)$ – так называемый гаунт-фактор, описывающий искривление траектории электрона в кулоновском поле, $< dI^{(Coulomb)}[Z(\omega / \omega_a Z)] >_E$ – интенсивность потока эквивалентных фотонов с частотой ω в единичном частотном интервале, усредненная по энергиям налетающего электрона E в предположении кулоновских траекторий электронов, рассеиваемых мишенью. Здесь движение налетающего электрона в потенциале Томаса-Ферми аппроксимировано его движением в кулоновском потенциале с некоторым эффективным зарядом. Это позволяет выразить интенсивность эквивалентных фотонов через гаунт-фактор в кулоновском потенциале. При этом в модели плазменной частоты этот эффективный заряд определяется из условия равенства потенциала Томаса-Ферми и локального потенциала Кулона в точке $r_\omega = r_{TF} x_\omega$ (r_{TF} – радиус Томаса-Ферми), отвечающей условию резонанса между поглощаемой ω и плазменной частотой $\omega_p = \sqrt{4\pi n(r_\omega)} = \omega$. Учитывая связь между плотностью и потенциалом в модели Томаса-Ферми для эффективного заряда, получаем выражение

$$Z_{eff} = Z \left\{ \chi(r_\omega) + \frac{q r_\omega}{r_0} \right\}, \quad (4)$$

где qZ – заряд иона, r_0 – расстояние от положения ядра на котором электронная плотность иона с конечным зарядом обращается в ноль в модели Томаса–Ферми, $\chi(x, q)$ – известная функция, определяющая поведение потенциала и плотности для иона с зарядом ядра Z и степенью обдирки q в модели Томаса–Ферми [5]. Величина Z_{eff} плавно меняется от заряда иона при малых частотах до заряда ядра при больших частотах. Такое изменение для иона вольфрама с зарядом 22 показано на рис. 2.

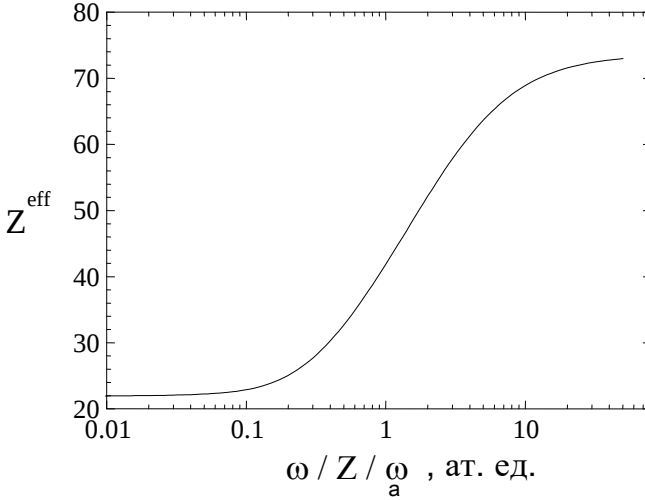


Рис. 2. Эффективный заряд в модели Томаса–Ферми, вычисленный по формуле (4), в зависимости от частоты для иона W^{22+}

Интегрирование по частотам в (3) проводится до потенциала ионизации данного иона, что соответствует учёту возбуждения только связанных состояний. Интегрирование по энергии налетающего электрона проводится от частоты эквивалентного фотона, что отвечает порогам возбуждения атомных переходов в статистической модели. Сечения фотовозбуждения выбираются ниже в соответствии с моделями [1, 3]. Величина гаунт-фактора в кулоновском приближении [6] равна

$$g(\nu) = \frac{\pi\sqrt{3}}{4} \left\{ i\nu H_p^{(1)}(z) H_p^{(1)'}(z) \right\} \approx \frac{\sqrt{6}}{\pi} \ln \left[\left(\frac{2}{\gamma\nu} \right)^{1/\sqrt{2}} + e^{\pi/\sqrt{6}} \right], \quad (5)$$

где $H_p^{(1)}(z)$, $H_p^{(1)'}(z)$ – функция Ханкеля и её производная по аргументу, $\gamma \approx 1,78$ – постоянная Эйлера.

Если пренебречь изменением Гаунт-фактора, то

$$\frac{Q_{abs}}{n_e} = (a_0^3) \cdot (2Ry \cdot \omega_a) \cdot \left(\frac{c\hbar}{e^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{6\pi}} \right) \cdot \sqrt{\frac{2Ry}{T}} \cdot (Z) \times \\ \times \int_0^{I_Z/Z \cdot 2Ry} ds \cdot [\sigma_{photo}(s) / a_0^2] \cdot \exp \left[-Z \cdot \left(\frac{2Ry}{T} \right) \cdot s \right]. \quad (6)$$

Для расчёта полных радиационных потерь на всех ионах при данной температуре необходимо просуммировать выражение (3) по ионизационному равновесию ионов при данной температуре [7].

В приближении локальной плазменной частоты [1] сечение фотопоглощения записывается в виде

$$\sigma_{abs}(\omega) = \frac{2\pi^2 e^2}{mc} \int d^3r n(r) \delta(\omega - \omega_p(r)) = \frac{2\pi^2 e^2}{mc} \cdot 4\pi \left(r_\omega^2 \cdot \frac{n(r_\omega)}{\left| \frac{d\omega_p(r)}{dr} \right|_{r=r_\omega}} \right), \quad (7)$$

где m – масса электрона.

Если воспользоваться моделью Томаса–Ферми для электронной плотности в атоме, то (6)–(7) преобразуются к виду

$$Q_{abs}/n_e = (a_0^3)(2Ry \cdot \omega_a) \left(\frac{3\pi^4}{16} \cdot \sqrt{\frac{1}{6\pi}} \right) \sqrt{\frac{2Ry}{T}} \cdot (Z) \times \\ \times \int_0^{I_Z/Z \cdot 2Ry} ds \cdot s \cdot \frac{\frac{\chi(x_s, q)}{|\chi'(x_s, q)|}}{\left| 1 - \frac{\chi(x_s, q)}{x_s \chi'(x_s, q)} \right|} \times \\ \times \int_{Z \cdot \left(\frac{2Ry}{T} \right) \cdot s}^\infty du \cdot e^{-u} \cdot g \left(\left[\frac{Z_{eff} Z}{2\sqrt{2}} \left(\frac{2Ry}{T} \right)^{3/2} \right] \cdot s u^{-3/2} \right) \quad (8)$$

и для $g(z) = 1$

$$\frac{Q_{abs}}{n_e} = (a_0^3)(2Ry \cdot \omega_a) \left(\frac{3\pi^4}{16} \cdot \sqrt{\frac{1}{6\pi}} \right) \cdot \sqrt{\frac{2Ry}{T}} \cdot Z \times$$

$$\times \int_0^{I_z/Z \cdot 2Ry} ds \cdot s \cdot \frac{\frac{\chi(x_s, q)}{|\chi'(x_s, q)|}}{\left| 1 - \frac{\chi(x_s, q)}{x_s \chi'(x_s, q)} \right|} \cdot \exp \left[-Z \left(\frac{2Ry}{T} \right) s \right]. \quad (9)$$

Результаты расчётов показаны на рис. 3. Здесь же приведён вклад в радиационные потери только от возбуждения электронами плазмы, описываемыми в приближении эквивалентных фотонов Ферми. Вклад радиационной рекомбинации оказывается малым в силу преобладания столкновительного возбуждения остова ионов, имеющих достаточно большое количество электронов, над радиационной рекомбинацией даже при высоких значениях температуры. Что касается диэлектронной рекомбинации, то её вклад также рассчитывался на основе комбинации известной формулы Берджесса [8] и статистического подхода, позволяющего выразить силы осцилляторов и энергии переходов в этой формуле через электронную плотность в атоме. Расчёты показывают, что вклад диэлектронной рекомбинации составляет не более 10% во всей области изменения температур, и потому его можно не учитывать в рамках точности самой статистической модели. На рис. 3 показаны также результаты расчётов потерь различными численными кодами [2, 3], [13–17].

Видно, что различие результатов этих численных расчётов того же порядка величины, что и для статистических моделей. Наибольшее различие с численными расчётами наблюдается в области низких температур, где уже становится существенным возбуждение внешней оболочки ионов, для которых использование статистической модели становится проблематичным. В то же время интересным обстоятельством является достаточно хорошее соответствие результатов детальных численных расчётов [17] и результатов статистической модели для минимальных температур 1–2 эВ.

Результаты данной работы – первый опыт использования статистических моделей для расчёта радиационных потерь плазмы на тяжёлых примесях.

Как видно из рис. 3, различие статистических моделей находится в пределах типичной точности численных расчётов [7, 8], вы-

полненных в различных приближениях для атомной структуры и сечений электронного возбуждения сложных ионов.

Развитый подход исходит из первых принципов статистической теории, где все атомные характеристики выражены через распределение электронной плотности в атоме. Результаты работы представляют интерес как с фундаментальной точки зрения в качестве определения вклада коллективных возбуждений в атоме, так и прикладной в качестве простой модели расчёта радиационных потерь плазмы на сложных атомах.

Отметим также, что выражение для радиационных потерь весьма чувствительно к спектру плазменных колебаний, входящих в экспоненту. Это обстоятельство особенно существенно при низких температурах, где основной вклад в интеграл потерь (3) вносит область периферии иона, где статистическая модель работает плохо. Здесь весьма важна детальная зависимость электронной плотности от координат. Для уточнения хода плотности в этой области требуется уточнение стандартной статистической модели Томаса–Ферми.

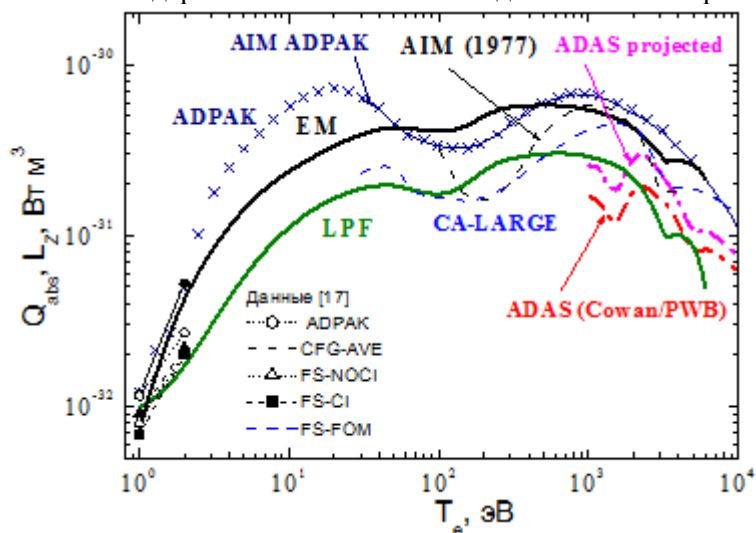


Рис. 3. Сравнение функции радиационных потерь примеси вольфрама в зависимости от температуры плазмы, получаемые в универсальной статистической модели с результатами известных моделей и квантовомеханических расчётов: EM – электромагнитный метод [3]; LPF метод локальной плазменной частоты [1]; AIM (1977) модель среднего иона [11]; ADPAK [9]; AIM ADPAK [10]; ADAS projected; ADAS COWAN/PWB – данные [10, 12]; CA-LARGE [13, 14] – данные [15]

Список литературы

1. Brandt W., Lundqvist S. Phys. Rev. 139, n. 3A, 612 (1965).
2. Demura A.V., Kadomtsev M.B., Lisitsa V.S., Shurygin A.V. JETP Letters, 2013, Vol.98, No.12, pp.786-789.
3. Виноградов А.В., Толстихин О. И. // ЖЭТФ 96, 1204 (1989).
4. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Физматлит, 1960.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики, т. III. М.: Физматлит, М., 1974; Курс теоретической физики, т. IX. М.: Физматлит, М., 1978.
6. Kogan V.I., Kukushkin A.B., Lisitsa V.S. Phys. Rep. 213, 1 (1992).
7. Asmussen K., Fournier K.B., Laming J.M., Seely J.F., Dux R., Engelhardt W., Fuchs J.C. Asdex upgrade team, Nucl. Fusion 38, 967 (1998).
8. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Физматлит, 1979.
9. Summers H.P. ADAS users manual, JET – IR 06 (Abingdon: JET Joint undertaking) (1994).
10. Post D., Abdallah J., Clark R. E. H., Putvinskaya N. Physics of Plasmas 2, 2328 (1995).
11. Post D.E., Jensen R.V., Tarter C.B., Grasberger W.H., Lokke W.A. At. Data and Nucl. Data Tables 20, 397 (1977).
12. Neu R., Dux R., Kallenbach A., Putterich T., Balden M., Fuchs J.C., Herrmann A., Maggi C.F., O'Mullane M., Pugno R., Radi-vojevic I., Rohde V., Sips A.C.C., Suttrop W., Whiteford A. Asdex up- grade team, Nucl. Fusion 45, 209 (2005).
13. Putterich T., Neu R., Dux R., Whiteford A.D., O'Mullane M.G. Asdex upgrade team, PPCF 50, 085016 (2008).
14. Putterich T., Neu R., Dux R., Whiteford A.D., O'Mullane M.G., Summers H.P. Asdex upgrade team, Nucl. Fusion 50, 0250012 (2010).
15. Abdallah Jr J., Colgan J., Clark R.E.H., Fontes C.J., Zhang H.L. J. Phys. B 44, 075701 (2011).

ВВЕДЕНИЕ В КОД ДВУМЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ SOLPS4.3

А.С. Кукушкин

Общие сведения

Данное пособие написано на основе курса практических занятий по освоению пакета программ SOLPS4.3 для двумерного моделирования пристеночной плазмы, проведенного автором в 2012-м году в Организации ИТЭР и в 2015-м в НИЯУ МИФИ. Оно не является самоучителем и предполагает участие в практических занятиях.

Этот пакет служил основным инструментом для плазмо-физического анализа различных модификаций дивертора на фазе разработки и усовершенствования технического проекта установки ИТЭР. Пакет достаточно сложен и требует значительных усилий для овладения им даже в минимальной степени. Он состоит из множества программ и командных файлов (скриптов), написанных на различных языках программирования (Фортран, С, ksh, tcsh, bash, PERL и др.), и файлов с данными. Все эти объекты организованы в виде древовидной структуры директорий и объединены в логические блоки для выполнения различных задач в процессе моделирования. Пакет SOLPS4.3 содержит более 200000 выполняемых операторов.

SOLPS – некоммерческий продукт. Он развивался (и продолжает развиваться) эволюционным образом усилиями неформальной группы людей, большей частью, физиков, работающих в различных лабораториях мира. Общее время, затраченное на разработку, развитие и тестирование пакета, можно оценить в 50–100 человеко-лет. В результате такого развития пакет содержит некоторое количество «рудиментарных» фрагментов, неэффективных или давно не используемых, но корректное удаление которых потребовало бы неоправданных затрат рабочего времени.

За время жизни данного децентрализованного проекта (а это около 30 лет!), естественно, появлялись различные версии. SOLPS4.3 – дальнейшее развитие одной из версий, принятой за основу в начале активной стадии проектирования ИТЭРа, – развитие, направленное на обеспечение потребностей проекта в части анализа конструкции и режимов работы дивертора.

Ядро пакета SOLPS в любой версии составляют две изначально независимые программы. Это B2 (или B2.5) – реализация двумерной гидродинамической модели переноса заряженных компонентов плазмы (электронов и ионов) – и Eirene, вообще говоря, трёхмерная модель, описывающая перенос нейтральных частиц (атомов, молекул, фотонов) методом Монте-Карло.

Уравнения гидродинамики решаются на регулярной сетке с четырёхугольными ячейками. Сетка ортогональна в большей части расчётной области и ориентирована вдоль магнитных поверхностей. Она содержит области, расположенные как внутри сепаратрисы, где магнитные поверхности замкнуты, так и вне её. Магнитные поверхности снаружи сепаратрисы пересекают элементы конструкции (диверторные пластины, первая стенка, антенны для ввода ВЧ-мощности и т.п.). По техническим причинам сетка ограничена в радиальном направлении касанием объекта, не являющегося диверторной пластиной. Поэтому между краем сетки и первой стенкой обычно бывает зазор, и граничные условия ставятся на краю сетки, а не на стенке. Перенос поперёк магнитного поля описывается в диффузионном приближении, поскольку ясной физической картины здесь нет, а диффузия, по крайней мере, не приводит к решениям, противоречащим общим законам термодинамики.

Метод Монте-Карло позволяет легко описывать особенности геометрии дивертора, что важно для нейтралов, которые немагнитны. Кроме того, он позволяет описывать множество различных процессов взаимодействия частиц между собой и с материальными поверхностями. Побочный эффект – статистический шум в источниках в уравнениях гидродинамики, который усложняет выбор критериев сходимости решения. В SOLPS4.3 метод Монте-Карло используется в нелинейном варианте. Нейтрал-нейтральные столкновения моделируются рассеянием на нейтральном фоне, который рассчитывается итерациями на треугольной сетке, покрывающей всю расчётную область.

Уравнения гидродинамики

Гидродинамические уравнения переноса, используемые в SOLPS4.3, в общем виде выглядят как

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_j}{\partial t} + \operatorname{div} n_j \mathbf{v}_j &= S_j^0 + \sum_{k \neq j} S_j^k, \\
m_j \frac{\partial n_j \mathbf{v}_j}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{\Pi}_j &= \mathbf{F}_j^0 + \sum_{k \neq j} \mathbf{F}_j^k + \mathbf{F}_j^{EM}, \\
\frac{3}{2} \frac{\partial n_e T_e}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{q}_e &= Q_e - Q_{ei} + Q_e^E, \\
\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_i T_i + \frac{1}{2} \sum m_j n_j v_j^2 \right) + \operatorname{div} \mathbf{q}_i &= Q_i + Q_{ei} + \sum_j Q_j^E.
\end{aligned}$$

Здесь n_j и $\mathbf{v}_j$ – плотность и скорость j -й компоненты ионов (каждое зарядовое состояние каждого сорта частиц описывается отдельной жидкостью), m_j – масса иона сорта j . n_i , n_e – суммарная плотность ионов и электронная плотность, T_i , T_e – ионная и электронная температуры (T_i одинакова для всех ионов), $\mathbf{\Pi}_j$ – тензор потока импульса, а векторы $\mathbf{q}_e$, $\mathbf{q}_i$ – потоки энергии в электронах и ионах. В правых частях уравнений непрерывности и движения S_j^0 и $\mathbf{F}_j^0$ – источники частиц и импульса от взаимодействия с нейтралами; S_j^k – источники, описывающие переходы между различными зарядовыми состояниями ионов за счёт ионизации и рекомбинации; $\mathbf{F}_j^k$ – силы, действующие на потоки частиц в результате столкновений в плазме, $\mathbf{F}_j^{EM}$ – силы электромагнитной природы. В уравнениях энергии члены Q_{ei} описывают кулоновский обмен энергией, а Q_e и Q_i – объёмные источники (или потери), связанные с некулоновскими столкновениями. Наконец, члены Q_e^E и Q_e^M описывают работу электрических сил.

В нашем случае поперечный перенос описывается в диффузионном приближении, поэтому уравнение движения становится скалярным уравнением для поперечной компоненты скорости.

Продольный перенос описывается в рамках диффузионной модели Брагинского с поправками на слабую столкновительность плазмы за сепаратрисой. Коэффициенты теплопроводности по Брагинскому (или Спитцеру–Харму) пропорциональны произведению длины свободного пробега частиц на тепловую скорость, и эта формулировка справедлива, когда длина свободного пробега λ много меньше характерных размеров системы L . Если считать λ по температуре плазмы, то типичные значения λ/L в пристеночной плазме $\sim 0,1$. При этом основной вклад в теплопроводностный по-

ток вносят частицы с энергией $E \sim 3\text{--}5\text{ Т}$, пробег которых сравним с размером системы. В результате формальное применение формул для коэффициента теплопроводности может давать значение теплового потока, превосходящее величину одностороннего потока при свободном разлёте плазмы, что физически неверно. Чтобы избежать такой ситуации, вводится ограничение на тепловой поток

$$q = \frac{c_{FLF} q_{SH} q_{FS}}{q_{SH} + c_{FLF} q_{FS}},$$

где $q_{SH} = -\chi_{SH} \frac{\partial T}{\partial x}$ – теплопроводностный поток, $q_{FS} \propto nT^{3/2}$ – односторонний поток тепла, а c_{FLF} – константа, подбираемая эмпирически. Для того чтобы выражение для q сохраняло форму диффузии, вводят поправочный множитель к коэффициенту теплопроводности

$$\chi = \frac{c_{FLF} q_{FS}}{q_{SH} + c_{FLF} q_{FS}} \chi_{SH}.$$

Аналогично модифицируется выражение для продольной вязкости.

Как правило, в расчётах используются значения $c_{FLF} = 0,2$ для электронной теплопроводности и $0,5$ для вязкости, а ионная теплопроводность в SOLPS4.3 используется без поправок.

Расчётные сетки

Для дискретизации уравнений гидродинамики в В2 реальная геометрия физической сетки, привязанной к магнитным поверхностям, отображается на прямоугольную область (расчётная сетка), и криволинейность входит в уравнения через метрические коэффициенты. Точки соответствия указаны стрелками.

При этом на расчётной сетке вводятся разрезы, соответствующие линии, проходящей через x -точку и нормальной к магнитным поверхностям внутри сепаратрисы и между внутренним и внешним диверторами (штриховая линия на рис. 1 слева). Края разрезов сшиваются, чтобы обеспечить непрерывность потоков из одного дивертора в другой и внутри сепаратрисы.

Для метода Монте-Карло вся расчётная область покрывается треугольной сеткой, на которой рассчитывается нейтральный фон для моделирования нейтрал-нейтральных столкновений.

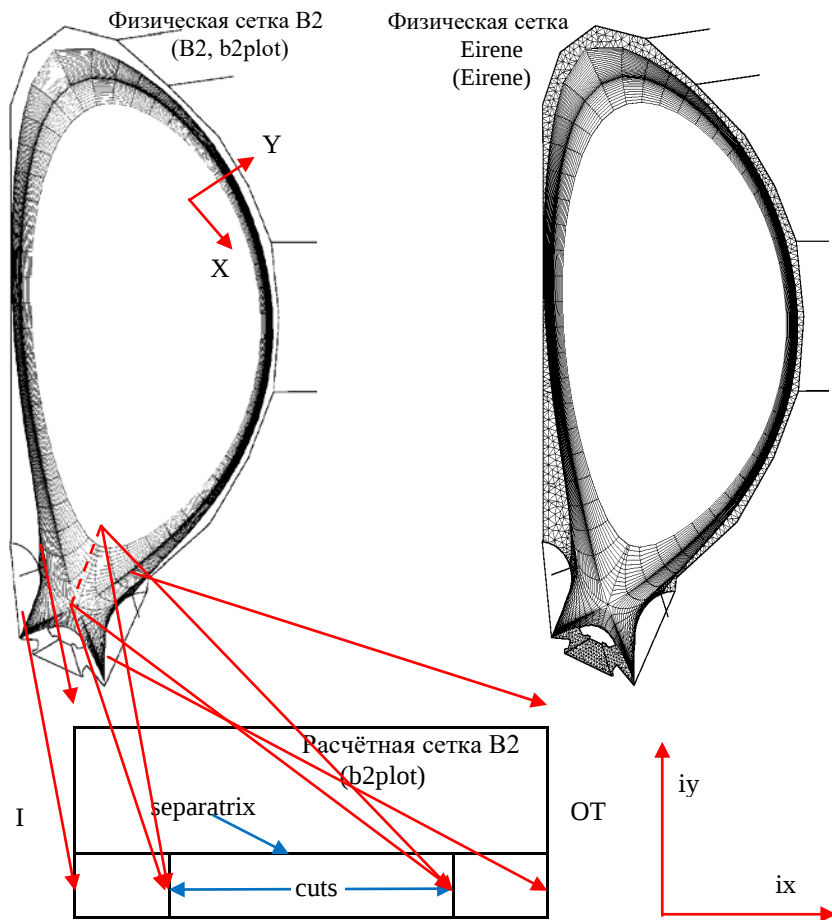


Рис. 1. Расчётные сетки для моделирования пристеночной плазмы в ИТЭРе

Дополнительные условия

Для определённости задачи уравнения переноса должны быть дополнены граничными условиями. В SOLPS4.3, как правило, используются следующие варианты граничных условий:

а) на диверторных пластинах: условия устойчивости и амбипольности потоков. В действительности, эти условия должны ставиться на входе в дебаевский слой, в котором происходит падение

электрического потенциала ϕ , обеспечивающее амбиполярность потока плазмы – электроны тормозятся, а ионы ускоряются. Величина ϕ определяется температурой электронов и ионов, а также массой ионов и интенсивностью вторичной электронной эмиссии с поверхности пластин. Эти граничные условия имеют вид $M \geq 1$, где M – число Маха для потока плазмы у пластины.

$$q_{i,e} = f_{i,e} T_{i,e} j,$$

где $q_{i,e}$ – поток энергии в ионах или электронах, $T_{i,e}$ – их температура и j – поток частиц. Коэффициенты $f_{i,e}$ («sheath transmission factors») зависят от $M(f_i)$ и $e\phi/T_e(f_e)$. Для случая $M = 1$, дейтериевой плазмы и отсутствия вторичной эмиссии электронов $f_i \cong 3,5$ и $f_e = 2 + e\phi/T_e \cong 5$;

б) на внутренней границе пристеночной плазмы: либо входящие потоки частиц и энергии, либо значения плотности и температуры плазмы. Первый вариант предпочтительней по физике, поскольку потоки можно контролировать. Второй вариант часто используется при попытках воспроизведения экспериментальных результатов, поскольку плотность и температуру можно измерить;

в) на внешней границе сетки: как правило, задаётся экспоненциальная длина спада профилей плотности и температуры l_n и l_T . Легко заметить, что при выборе постоянных коэффициентов поперечной диффузии частиц $D_\perp$ и тепла $\kappa_\perp$ эти условия эквивалентны заданию на границе скорости конвекции $v_c = D_\perp/l_n$ и отношения конвективного потока энергии к теплопроводностному $q_{cnv}/q_{cnd} = 2,5 D_\perp / \kappa_\perp \cdot l_T / l_n$.

Для правильной работы блока Монте-Карло (Eirene) также требуется задание дополнительной информации. Во-первых, задаётся геометрия стенок камеры и дивертора и строится треугольная сетка, покрывающая расчётную область. Во-вторых, задаются свойства всех элементов поверхности, включённых в модель: материала и температуры поверхности, коэффициентов распыления и отражения частиц и пр. Эти параметры определяют процессы взаимодействия частиц со стенками. В-третьих, задаются наборы атомно-молекулярных реакций и их параметры. Этим определяются процессы взаимодействия частиц между собой. Кроме того, задаются технические параметры, управляющие проведением расчёта – распределением источников пробных частиц, количеством моделируемых историй, способами оценки тех или иных величин и т.п.

Особо следует сказать о выборе модели, т.е. совокупности управляющих параметров. Этот выбор зависит от цели расчётов. Например, для проверки теоретических выводов часто бывает полезным держать в расчёте постоянными поток мощности из основной плазмы и полное число частиц в диверторном слое и варьировать их, получая зависимость результатов от этих параметров, наиболее важных с точки зрения теории. Для инженерных расчётов, связанных с вопросами управления работой дивертора, удобнее задавать входной поток мощности и интенсивность газонапуска.

Ниже познакомимся с общей структурой пакета SOLPS4.3 и рассмотрим конкретные примеры его использования. В этом пособии основное внимание уделяется вопросам обработки результатов расчётов – поиска и выборки вариантов из архива и построения стандартных графиков.

Общая структура пакета и схема потоков данных

Обмен информацией между различными частями пакета SOLPS4.3 осуществляется через файлы. Исключение составляет связка кодов B2-Eirene (расчётный блок), которые соединены напрямую для минимизации потерь времени на обмен.

Входные и выходные данные также организованы в виде файлов. На рис. 2 логические блоки программ обозначены прямоугольниками, файлы – овалами, потоки данных – стрелками.

Схема расчётной части пакета, потоков данных и цепочки управления

Расчёт запускается скриптом, который ставит задачу в очередь, создаёт рабочее пространство, организует промежуточные выдачи и копирует промежуточные данные на диск для обеспечения возможности рестарта (рис. 3). Типичное время расчёта составляет от дней до месяцев, в зависимости от варианта, поэтому возможность рестарта необходима. В цикле расчёта периодически производится первичная обработка данных, дающая возможность контроля без остановки расчёта.

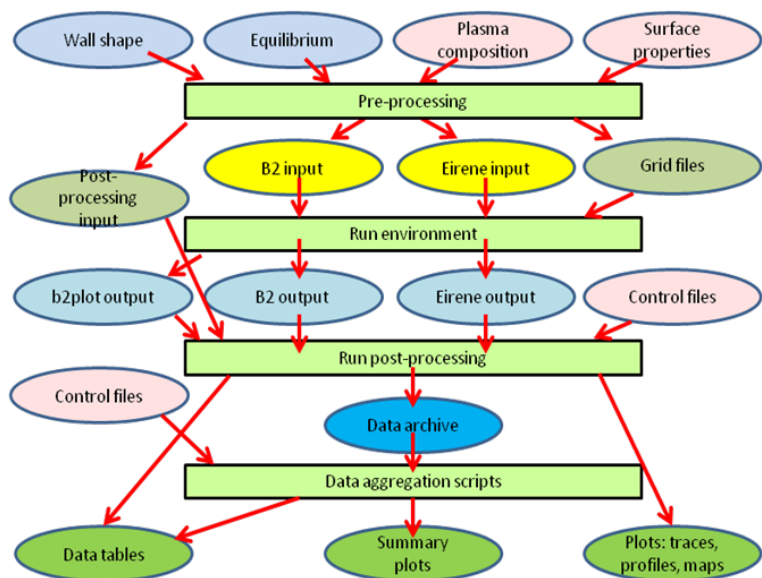


Рис. 2 Общая структура пакета и схема потоков данных

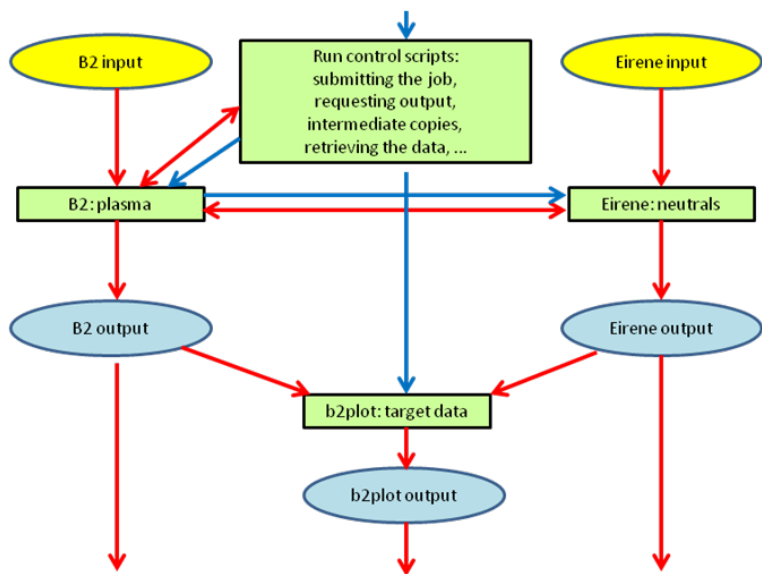


Рис. 3. Схема расчётной части пакета, потоков данных и цепочек управления (стрелки)

Блок пре-процессинга

Центральным элементом блока подготовки входных данных является графический интерфейс DG (рис. 4). Он позволяет в интерактивном режиме редактировать геометрию задачи, параметры сеток, свойства поверхностей и пр. Файл, описывающий магнитное равновесие, импортируется. Геометрия стенок также может импортироваться (например, из файла САПР) или создаваться рисованием на дисплее.

Результатом работы DG являются выходные файлы, информация из которых используется программами-конверторами для генерации сеток B2 (carre) и Eirene (triang), для создания контрольных файлов B2 и Eirene (uinp), а также для задания диагностических хорд (ub2p) для программы визуализации результата b2plot.

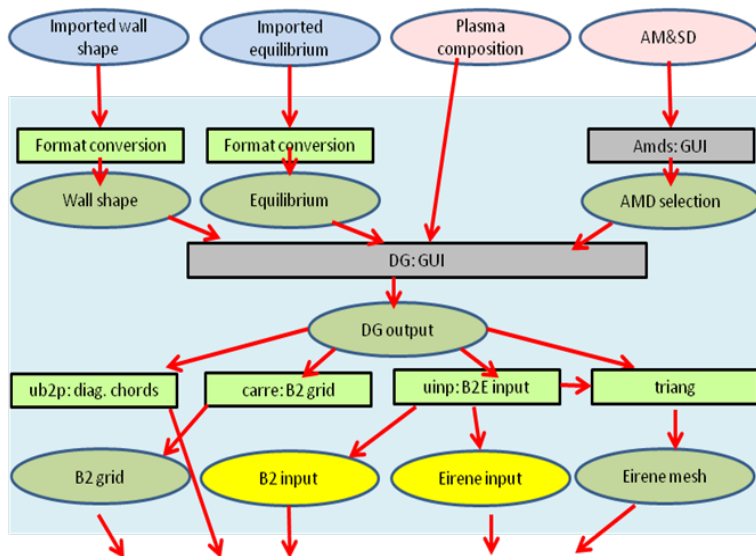


Рис. 4. Блок пре-процессинга

Блок первичного пост-процессинга

Часть первичной обработки данных проводится автоматически в процессе расчёта (рис. 5). Время от времени управляющий скрипт создаёт сигнальный файл, наличие которого в рабочей директории

запускает выдачу промежуточных результатов из связки B2-Eirene. Затем эти результаты обрабатываются другими скриптами, создающими графики (в формате PostScript), позволяя контролировать процесс расчётов без остановки задачи. Прежде всего, это – «трассировки», то есть графики эволюции различных параметров решения во времени. Сюда же относят более редкие операции, выполняемые по команде пользователя – двумерные профили параметров плазмы или нестандартные данные, требующие отдельного запуска Eirene.

После первичной обработки готовые варианты переносят в архив.

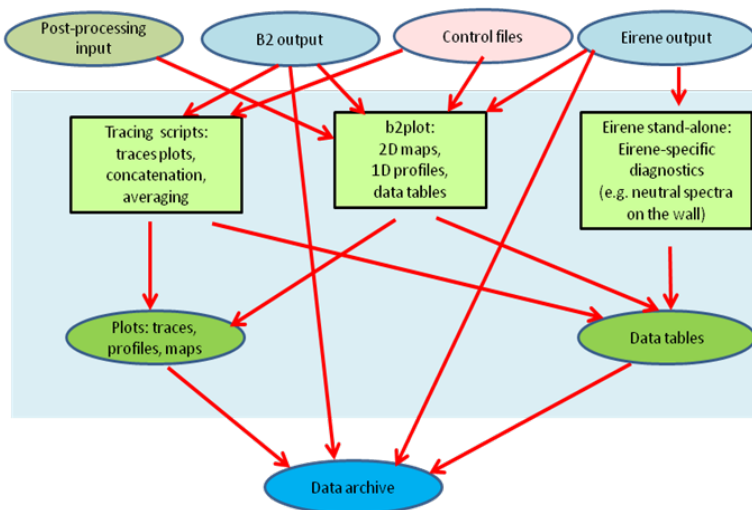


Рис. 5. Блок первичного пост-процессинга

Организация структуры файлов

Организация рабочего пространства SOLPS (рис.6) основана на концепции «теневого структуры» (shadow tree), которая представляет собой копию структуры директорий со ссылками (линками) на файлы оригинала. Ссылки на файлы, в которые по ходу работы придётся писать, заменяются реальными копиями.

Имеется одна главная копия (MC), файлы которой любой пользователь может только читать. Каждый пользователь создаёт для себя образ MC в виде теневого структуры (CS) в доступной ему об-

ласти внешней памяти. Здесь находятся все программы и скрипты, рабочие директории, где готовятся варианты расчётов, и архив, куда помещаются данные завершённых расчётов.

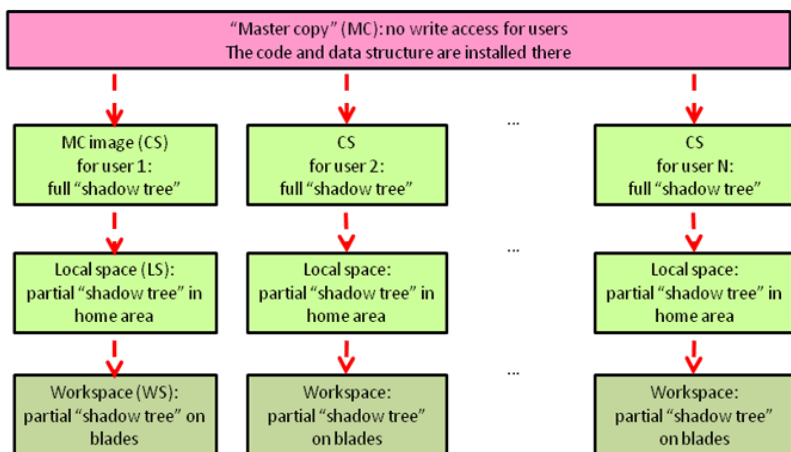


Рис. 6. Организация структуры файлов

Следующая теневая структура – «локальная область» (LS), куда задачи запускаются на счёт и где создаются контрольные точки для возможности рестарта. Она содержит только образы рабочих директорий CS, которые создаются после подготовки варианта и очищаются после записи его в архив.

Третий уровень – «рабочее пространство» (WS) на локальных дисках кластера. WS создаётся управляющим скриптом при запуске задачи, очищается при последующем запуске или специальной командой по окончании задачи. WS недоступно пользователю напрямую, но данные оттуда копируются в LS.

Структура директорий пользователей

Структура CS включает в себя несколько директорий первого уровня, в том числе `solps4.0`, `solps4.0.d` и `solps4.3`. Всё, что необходимо для организации расчёта, содержится в `solps4.0`, а остальное используется только для модификации различных частей пакета (один из рудиментов, упомянутых в начале раздела). На том же иерархическом уровне находится директория `b2arch`, содержащая архив готовых вариантов.

Два основных блока **solps4.0** – директории **src** и **data** (рис. 7 и рис. 8). Первый содержит ряд исходных текстов и выполняемых программ, скрипты и рабочие директории для подготовки и анализа расчётов. Данные для моделирования различных машин сгруппированы по классам (например, **iter**, **jet**, **aug**). Для навигации в этой структуре можно использовать сокращённые команды, показанные в скобках в блоках, куда они ведут. Результат работы таких команд перехода, как **ssa** (к сеткам B2), **str** (к сеткам Eirene), **sdg** (к моделям DG), **sba** (к архиву) и **sdtc** (к селектору вариантов), зависит от переменной среды **DEVICE**, которая определяет, с каким классом установок идёт работа. Все сокращённые команды определены после выполнения установочной команды «. k» в директории **solps4.0**.

Архивная директория **b2arch** находится в файловой структуре на том же уровне, что и **solps4.0**. Варианты расчёта готовятся в стандартных рабочих директориях и переносятся в архив после завершения расчёта. Сетки B2 создаются в директории **Carre (scrr)** и автоматически копируются в соответствующий архив сеток (**ssa**). Модели DG создаются в директориях (**sdg**), и ссылки на них ставятся в стандартных местах, где их находят другие программы. Треугольные сетки для Eirene создаются непосредственно в рабочей директории и автоматически копируются в соответствующий архив треугольных сеток (**str**). Входные файлы B2 и Eirene также создаются в рабочей директории.

Блок «data» включает директории, содержащие наборы данных для управления графическими скриптами, для управления созданием сводных графиков, объединяющих серии расчётов, и для управления выбором набора атомно-молекулярных реакций, используемых в расчёте Eirene. Кроме того, там же содержится переключатель вариантов – директории, содержащие ссылки на варианты (архив для завершённых или рабочие директории для продолжающихся). При записи варианта в архив ссылка обновляется автоматически. Это позволяет единообразно адресовать все имеющиеся варианты.

Сводные графики создаются в директории «Summary_plots». Для удобства поиска данных там имеются поддиректории AC-TUAL_SERIES и ALL_DATA, содержащие актуальные копии всех серий сводных графиков и наборов данных, соответственно.

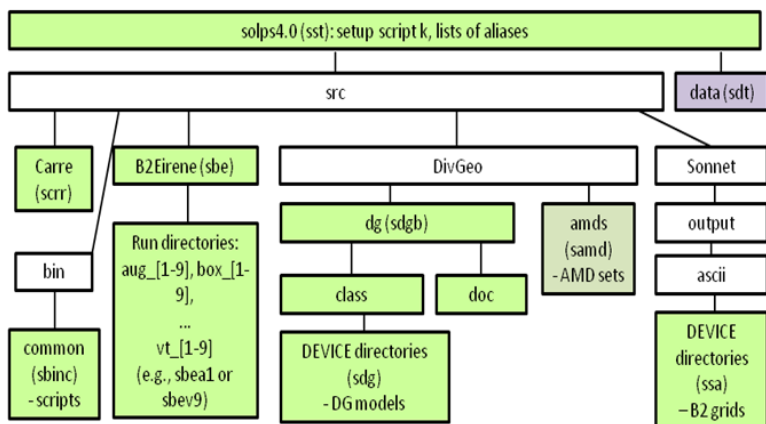


Рис. 7. Структура директорий пользователей (блок src)

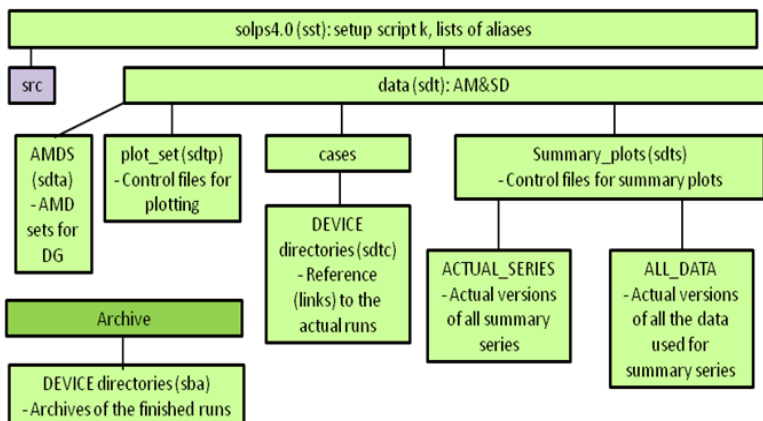


Рис. 8. Структура директорий пользователей (блок data)

В многопользовательской среде во избежание путаницы при объединении вариантов, просчитанных разными пользователями, проводится персонализация всех архивных директорий – архивов расчётов, сеток и графиков. Для этой цели к названию соответствующих директорий добавляется суффикс (например, **-ap**), присваиваемый каждому пользователю администратором SOLPS. После этого пользователь может добавить к своим архивным директориям ссылки на директории других пользователей и включать их результаты в свои сводные данные – графики и таблицы.

Типичные задачи при работе с программой

- (a) Организация рабочего пространства (*одноразовое действие*);
- (b) Поиск варианта в архиве (*детективная история*);
- (c) Добавление варианта к расчётной серии (*рутина*);
- (d) Графическое представление результатов расчёта (*иногда интересно*);
- (e) Контроль расчёта (*терпение!*);
- (f) Генерация сводных отчётов – графиков и таблиц (*верный путь*);
- (g) Запуск расчётной серии с начала (*немного бухгалтерии*);
- (h) Изменение геометрии (*возбуждающее*);
- (i) Изменение состава плазмы (*кропотливое*);
- (j) Сравнение профилей из различных вариантов (*любопытство*);
- (k) *Да мало ли что ещё...*

Задача (a): Организация рабочего пространства

(a) Создание директории CS	<pre>cd mkdir B2E</pre>
(b) Временные установки для доступа к скриптам	<pre>cd ~/ank/B2E/solps4.0 .k</pre>
(c) Создание теневой структуры	<pre>cd ~/B2E lnsr ~/ank/B2E</pre>
(d) Создание личного файла установок	<pre>cd cat -> k alias kk='cd ~/B2E/solps4.0; . k' alias kkl='cd ~/B2E/solps4.0; . k; . alias.local' kk CLD CLL <CTRL-D> . k</pre>
(e) Вызов личных установок	
(f) Создание директории LS	<pre>r=~/.local/B2E/solps4.0/src/B2Eirene Mkdir -p \$r for d in aug box hop jet tt vt do for I in 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 domkdir \$r/4{d}_\$i done done</pre>

(g) Создание архивного пространства **nick:** скрипт, устанавливающий соответствие между именем пользователя и его архивным суффиксом

```
mkdir ~/B2E/b2arch
cd ~/B2E/b2arch
mkdir jet-'nick $USER'
for u in 'nick -l'; do
[ 4u = 4USER ] || {
n='nick $u'
[ -n "$n" ] && {
d=jet-$n
[ -d $d ] && \
[ ! -L $d ] $$ rm -rf $d
Ln -sf /home/$u/B2E/b2arch/$d .
}
}
done
```

Файлы, описывающие вариант расчёта

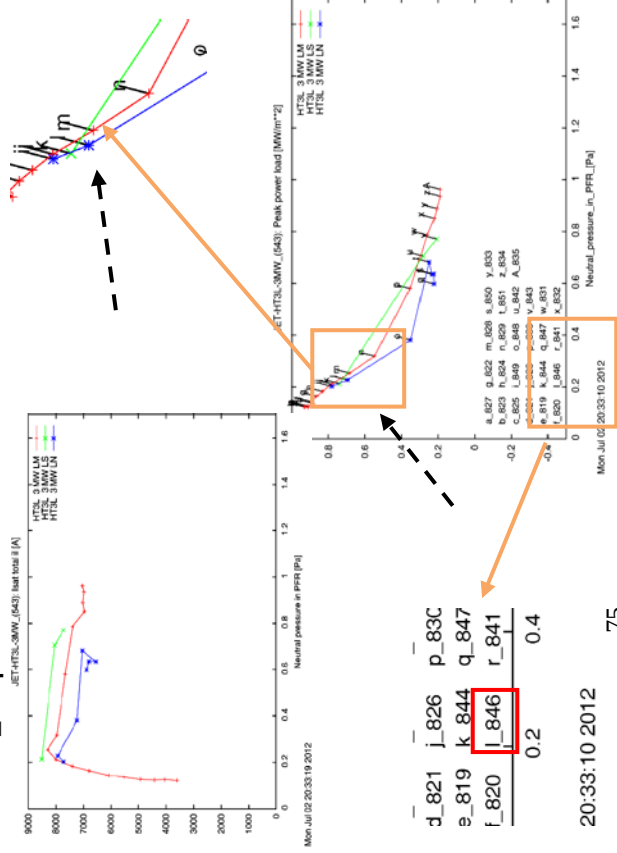
B2E.version	Версия программы, которой считается данный вариант (solps4.3)
b2.parameters	Текстовый входной файл для B2
input.eir	Текстовый входной файл для Eirene
B2SXDR	Двоичный входной/выходной файл для B2
fort.3[01]	Плазменные данные для отдельного запуска Eirene
AMJUEL, HYDHEL, METHANE, fort.25	(Ссылки на) файлы с атомными и молекулярными данными (AMD)
TRIM, SPUTER, fort.2[12]	(Ссылки на) директорию и файлы, содержащие данные по взаимодействию с поверхностями
fort.3[345]	(Ссылки на) файлы, описывающие треугольную сетку для нейтралов
fort.13	данные Eirene по фону для нейтрал/нейтральных столкновений
fort.15	Данные Eirene для временного режима
VarID	Идентификатор варианта
Label	Отметка текущего физического времени в задаче
Local_Copy	Адрес локальной/рабочей копии (LS/WS)
param.dg	(Ссылка на) выходной файл DG; используется программой b2plot и др.
mesh.extra	Геометрия стенок для рисования в b2plot
box.b2p	Координаты окна для b2plot
B2SDIAG	Дополнительный выход из B2; используется программой b2plot
B2time.nc	Дополнительный выход из B2; используется для трассировок
fort.44	Дополнительный выход из Eirene; используется программой b2plot
tracing, time_dep	Директории, содержащие таблицы трассировок
last_2dir	Директория, содержащая данные, усреднённые по времени
traces_all	Директория, содержащая объединённые трассировки
trc.ps	Графики трассировок

Задача (b): поиск варианта в архиве

(a) Выбрать нужную серию сводных графиков (например, **JET-HT3L-3MW**)

```
sdtS
1 ACTUAL_SERIES
cd ACTUAL_SERIES/JET-HT3L-3MW
gv op_wndw.ps&
gv series_map.ps&
[ gv series_map_legend_out.ps& ]
gv sum_*4.ps&
```

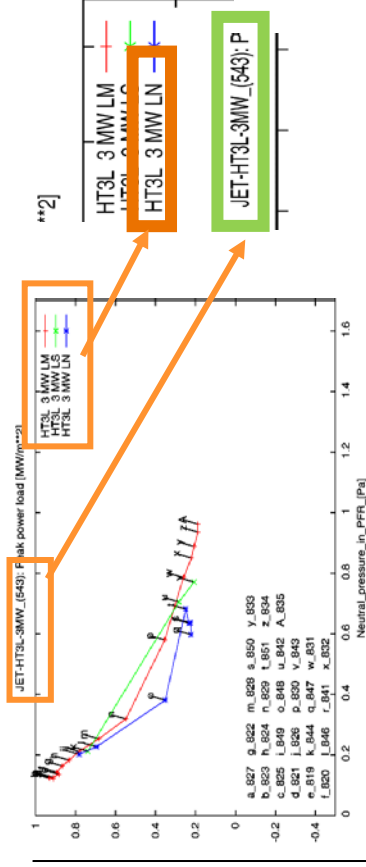
(б) Найти нужную точку на графиках



(c) Если график series_map не слишком плотно забит, найти там соответствующий номер варианта (номера вариантов, если их много, могут быть на отдельном рисунке series_map_legend)

(d) В противном случае, открыть контрольный файл в текстовом редакторе и найти заголовок графика и соответствующие ключевые слова

(е) Открыть файл выбора серий и найти метку кривой и ключевые слова. Найти название серии



Mon Jul 02 20:33:10 2012

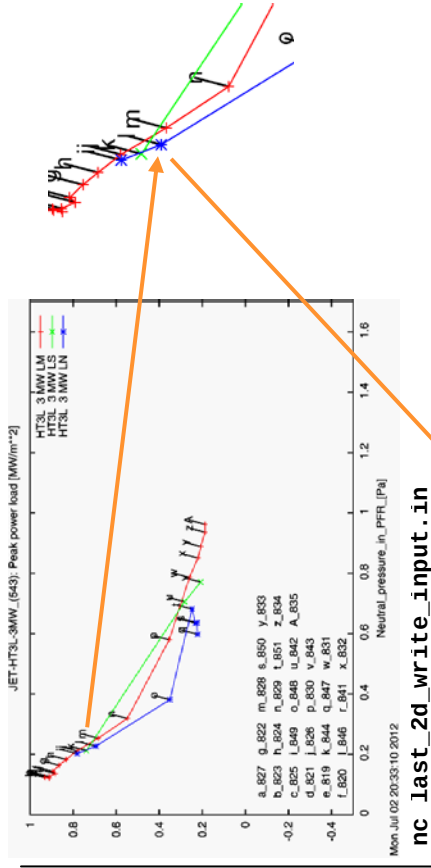
```
nc plot_series
sdt5
```

```
set -A Series_list
set -A SELECTION
set -A nrange
set -A trange
set -A prange
set -A mrange
set -A tmargin
set -A timeangle
set -A xaxis
set -A yaxis
set -A maplegend
set -A NO_ME
set -A NO_LAYOUT
set -A layoutxfile
```

nc filelist.smt

[illegible]

(f) Открыть список сводных графиков и найти название серии. Выбрать номер варианта (jet 846)



nc last_2d_write_input.in

JET HT3L-3MW-C-LN	
case	jet 849
case	jet 846
case	jet 848
case	jet 851
case	jet 841
case	jet 850
D	pf 1.05e21
D	pf 1.31e21
D	pf 1.77e21
D	pf 2.32e21
D	pf 2.47e21
D	pf 2.56e21

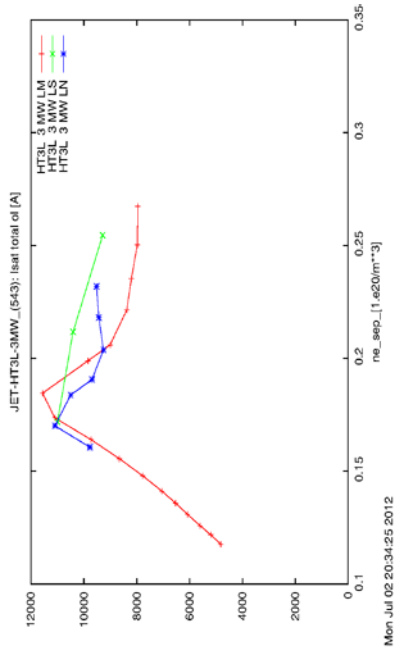
export DEVICE=jet
sdtc
cd 846

(g) Использовать этот номер для запуска нового варианта или перейти в директорию для просмотра данных

Задача (с): Добавление точки (варианта) к существующей серии расчётов

- (a) Определить серию и место, куда надо добавить точку (вариант)
- (b) Определить соседние точки; решить, какую использовать в качестве стартовой (846 и 848, старт с 846)
- (c) Найти свободное место в стандартных раб-очих директориях (aug_2)

- (d) Подготовить директорию в CS
- (e) Редактировать **b2.parameters**
- (f) Подготовить директорию в LS
- (g) Запустить вариант



```
sbea2
I
Indr ../std
tb2e jet/846
```

NB

```
kk1
sbea2
TLN
RWT
```

- Определить место
- Определить соседние точки
- Найти свободную директорию
- Подготовить директорию в CS

(e) Редактирование

b2.parameters

- Посмотреть соседнюю точку (848)
- Найти интенсивность газонапуска в обеих
- Выбрать значение между ними (1.50e21)

(d) Присвоить номер (853 instead of 846,

JET - <ID> вместо JET)

(e) Инициализировать счётчик физ. времени (**LTIME=0** вместо 1)

(f) Подготовить директорию в LS

(g) Запустить вариант

```
sbea2
1
lndr ../std
tb2e jet/846
```

NB

```

$NEUTRALS
nstrai= 7,
nfla= 7,
EIRENE STEP CPU= 4,
DT_EIRENE_FUDGE= 43478300,
crgstr= 0.93, 'E', 'S', '33', 0, 0, 0, 'V',
rcpstr= 1, 32, 16, 92, 92, 1, 0, 0, 0,
rcend= 32, 32, 16, 92, 92, 1, 0, 0, 0,
rcsr= 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 1.00,
recyc(1,1)= 1.00, 1.00, 1.00, 1.00,
recyc(1,2)= 1.00, 1.00, 1.00, 1.00,
recyc(1,3)= 1.00, 1.00, 1.00, 1.00,
recyc(1,4)= 1.00, 1.00, 1.00, 1.00,
recyc(1,5)= 1.00, 1.00, 1.00, 1.00,
recyc(1,6)= 1.00, 1.00, 1.00, 1.00,
recyc(1,7)= 1.00, 1.00, 1.00, 1.00,
userfluxparm(51)= 1.64e21, 0.00,
userfluxparm(6,1)= 1.31e21, 0.00,
isshort=,

```

846: 1.31e21
848: 1.77e21
new value: 1.50e21

userfluxparm:
gas puffing rate
[nuclei/second]
(applicable to 'C' strata)

```

$INITIALIZATION
initialize=F,
sonnetfile=src/sonnet/output/ascii/jet/jet.mod.023',
input_format=1, output_format=1,
grid_format=1,
LABEL= 'JET{846} (HT3L, LN, 3MW, pf, _tau=2.3e-6, _ntime=60,
nx= 92,

```

```

/$DIAGNOSTICS
LTIME=1,
jx1= 31,
jxa= 52,
ldiag=1,
ldiag2=0,
lstime=1,

```

LABEL:
run ID,
time step

LTIME:
0 reset time counter
-1 reset time traces
1 continue

- (a) Определить место
- (b) Определить соседние точки
- (c) Найти свободную директорию
- (d) Подготовить директорию в CS
- (e) Редактировать b2.parameters
- (f) Подготовить директорию в LS
- (g) Запуск варианта

ВВОДИМ: 2
(количество процессоров)

ВВОДИМ: n

RWT

```
==>RWT
run linux.Intel_EM
SUBMIT_FILE: /work-b2e/data/B2E/solps4.3/submit
MPI version.
The number of processes to use? (1 4)
==>RWT
run linux.Intel_EM
SUBMIT_FILE: /work-b2e/data/B2E/solps4.3/submit
MPI version.
The number of processes to use? (1 4) 1 2
linux.Intel_EM
mplicxec -n 2 /work-b2e/data/B2E/solps4.3/src/B2Eirene/std/linux.Intel_EM/b2eirobj
Reset ltime? (y/n)
```

```
==>RWT
run linux.Intel_EM
SUBMIT_FILE: /work-b2e/data/B2E/solps4.3/submit
MPI version.
The number of processes to use? (1 4) 1 2
linux.Intel_EM
mplicxec -n 2 /work-b2e/data/B2E/solps4.3/src/B2Eirene/std/linux.Intel_EM/b2eirobj
Reset ltime? (y/n) n
/tmp/local/B2E/src/B2Eirene/aug_2
c02b14 /tmp/local/B2E/src/B2Eirene/aug_2
51598.hpc-mn1
==>
```

**QST
CW**

Job_id	Name	User	Time	Use	S_Queue
51598.hpc-mn1	submit	kukusha	00:29:07	R	batch
c02b14	/tmp/local/B2E/src/B2Eirene/aug_2				W

- (h) Проверям, запустился ли вариант (через ~1')

node

Организация расчёта с SOLPS4.3 на кластере МИФИ

Команда RWT:	Запускается в интерактивном режиме скрипт run (LS). Он запрашивает информацию по режиму расчёта (количество процессоров и сбросу истории) и ставит в очередь скрипт submit из директории \$SOLPSTOP (sst)
Скрипт submit:	Запускает скрипт run в пакетном режиме (WS). Он запускает требуемую версию b2eirobj (выполняемый файл SOLPS), а также управляющий скрипт watch (run-watch)
b2eirobj:	Запускает подчинённые процессы для распараллеливания Eirene и вызывает по очереди Eirene и B2 на каждом временном шаге. Останавливается при выполнении одного из условий: (а) Выполнено затребованное количество временных шагов (б) Обнаружен сигнальный файл .quit (с) Произошла ошибка (в том числе отсутствие сходимости на шаге) (д) Аварийное завершение задачи или сбой компьютера
watch:	Через каждые "\$tsleep" (1800) секунд реального времени даёт сигнал b2eirobj записать выходные файлы и вызывает b2plot для расчёта радиационной нагрузки на диверторные пластины. Запускает скрипт trc для перестройки графиков трассировок и копирует текущие данные расчёта в LS каждые "\$trec" (8) записей, сохраняя "\$nrec" копий. Значения переменных tsleep , trec и nrec могут быть заданы в файле .backups
trc:	Строит графики трассировок и вызывает скрипт last_2d , который усредняет данные трассировок по заданному отрезку времени (по умолчанию, последняя миллисекунда физического времени)
last_2d:	Проводит усреднение данных трассировки для уменьшения шума

Сигнальные файлы в LS и WS

.B2E	Идентификатор процесса на компьютере кластера (WS)
submitted.job	Идентификатор задачи в очереди
.workspace	Адрес WS
.nodes	Список используемых компьютеров

.MPI	Установки параллелизации (количество процессоров)
.trc_running	Флаг "работает скрипт trc "
.last_2d_running	Флаг "работает скрипт last_2d "
.write	Запрос промежуточной выдачи выходных файлов из b2eiobj
.quit	Запрос остановки b2eiobj

b2.parameters: входной файл B2.

Блоки (заканчиваются строками / или **&end**)

&INITIALIZATION	Общие данные к расчёту и предварительная обработка данных
&TRANSPORT	Транспортные свойства
&BOUNDARY	Граничные условия B2
&NEUTRALS	Данные для объединения с Eirene
&DIAGNOSTICS	Управление диагностической выдачей
&CUT	Детали сетки
&IMPURITIES	Описание примесей
&DRIFTS	Задание дрейфов (<i>не используется!</i>)
&NUMERICS	Параметры вычислительного процесса
&ELM	Параметры для моделирования ELMов
&USER	Дополнительные данные (например, для откачки He)
&FEEDBACK	Управление схемами обратной связи, используемыми в расчёте

Задача (е): Типичный мониторинг работающего варианта

(а) Проверить состояние отдельного расчёта в LS (если последняя модификация файлов была больше 4-х часов назад, что-то идёт не так на кластере!)

```
. k
kkl
sbea2
QST
LL
LT
```

- | | |
|---|------------|
| (b) Посмотреть на трассировки | GVT |
| (c) Посмотреть на некоторые усреднённые данные | GCF |
| (d) Проверить скорость расчёта, если она не выдана по GCF | GS |
| (e) Остановить вариант | Q |

Запись промежуточных результатов в CS

- (a) Остановить расчёт
- (b) Убедиться, что он завершился
- (c) Глянуть в директорию CS
- (d) Если это не первый сегмент расчёта, сохранить текущее состояние
- (e) Скопировать данные из LS
- (f) Объединить трассировки
- Если это не первое продолжение расчёта, убрать самый старый сегмент

```
. k
kkl
sbea2
Q
QST
scea2
l
SB
G
LT
sta
TT
MT
mv *.20120809 TRASH
cd ..
rm -r 20120809<olddat>
TC
==>l
20120809/ B2SDIAG
20120820/ B2SXDR
AMJUEL@ box.b2p
B2E.version color.bpl
b2.parameters config/
b2.parameters.s.1466 DECalpha/
b2.parameters.out flx_blnc.1
b2pl PS/ fort.13
==>LT
traces
4.399350E-02
5.427195E-02
==>sta
==>TT
20120809 3.5769450E-02
20120820 4.3993350E-02
29999999 5.4271950E-02
==>
```

Задача (d): Графическое представление данных варианта

(a) Трассировки (обычно создаются во время расчёта)	sbea2 TRC
(b) Профили на пластинах (в директории должны быть файлы ld_tg[io].dat)	plot_trg
(c) Стандартный набор двумерных распределений - результат в b2p1_PS	BPL
(d) ld_tg[io].dat таблицы для (b) (обычно создаются во время расчёта)	echo 100 wlld b2plot
(e) Нестандартный набор двумерных распределений - редактировать файл b2pt и запустить его - результат в b2pt_PS	sbinc ne b2pt sbea2 b2pt

Примеры скрипта **b2pt** можно найти в
.../solps4.0/src/bin/OLD_SCRIPTS/b2pt

b2plot: выборка данных из варианта

Вход:

- (a) Данные варианта (**B2SXDR**, **B2SDIAG**, **fort.44**, ...) в текущей директории;
- (б) Дополнительные данные (**ADAS**, **STRAHL**, **mesh.extra**, ...) в текущей директории или в стандартных местах;
- (в) Управляющий поток (стандартный ввод).

Управляющий поток:

Свободный формат, команды и параметры вперемешку, разделены пробелами или переводом строки

Внутренняя организация данных – 4 стека:

Рабочие массивы (**nx**, **ny**, **nz**) заполняемые данными из выходных файлов SOLPS посредством команд;

Вещественные, целые и строчные данные, читаемые из управляющего потока; критерии:

строки в апострофах, вещественные содержат ‘.’ или ‘e’, целые состоят из [-0-9], иначе – команды

Команды оперируют с (возможно, несколькими) верхними элементами стеков

Выход: файл с графиками **gmeta**, файлы с таблицами

Примеры: **100** wlld нагрузки на пластины

1000 wlld нагрузки на стенку (зоны задаются в dg)

-10 user потоки на края сетки

Графики требуют преобразования в PostScript (утилита **ctrans**, см. скрипт **b2pt**)

Команда **CTR** конвертирует файл **gmeta** в файл **b2plot.ps**

Описание:

.../solps4.0/src/Braams/b2plot/b2plot_manual.ps

(слегка устарело).

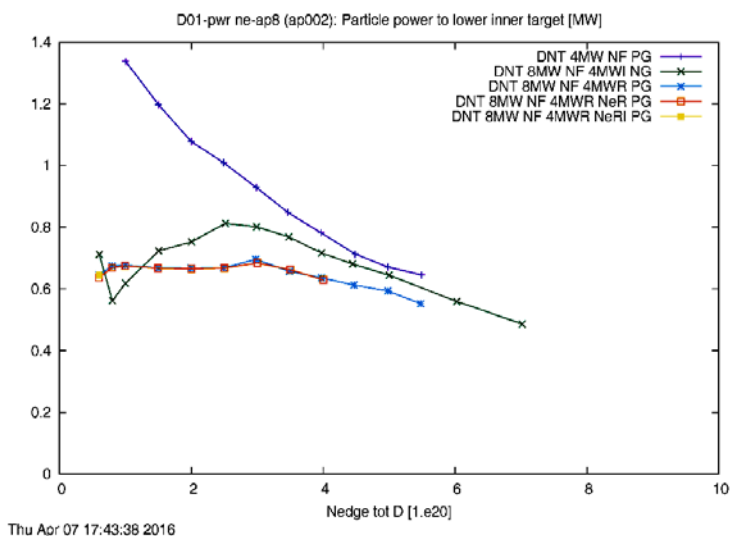
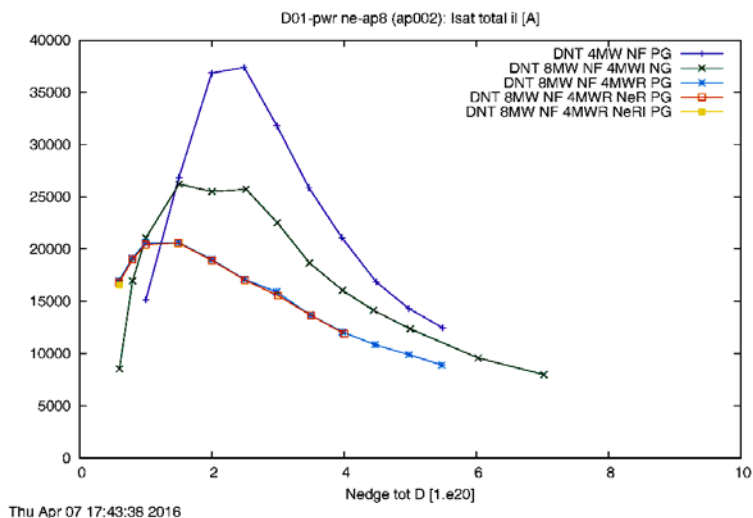
Задача (f): Создание сводных графиков

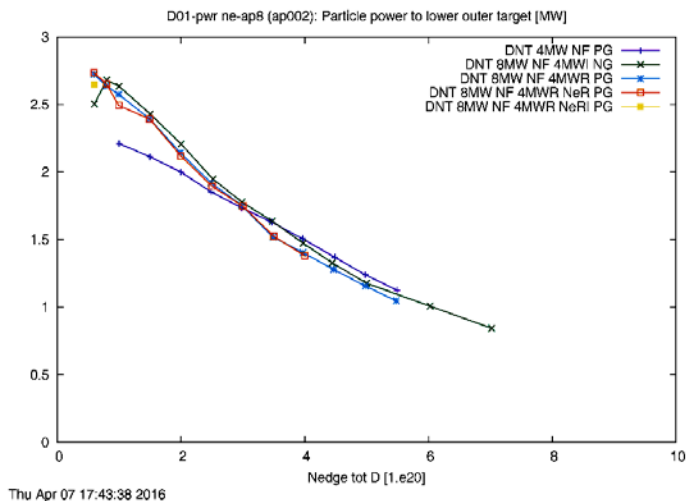
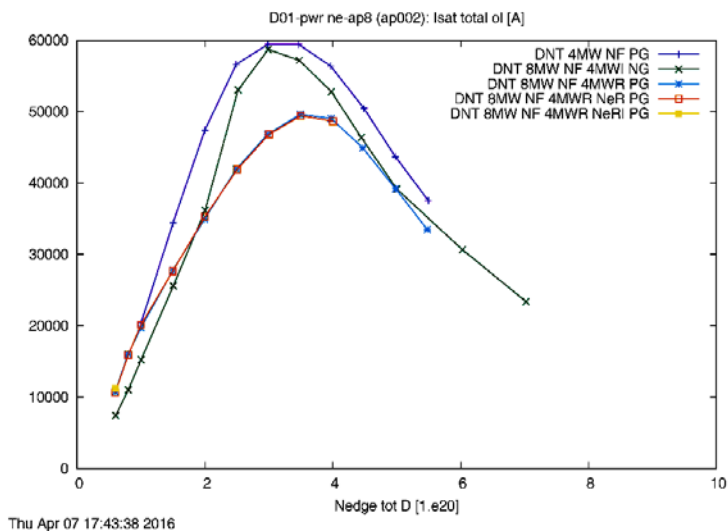
(a) Создать локальные копии контрольных файлов	sdts gtfl -l filelist.smt plot_series
(b) Добавить новый вариант в контрольные файлы	ne last_2d_write_input.in ne plot_series filelist.smt
(c) Собрать сводные таблицы	LW
(d) Выдать стандартный набор кратких серий графиков	plt_sum -m -w a
(e) Проверить их	GSM
(f) Если в порядке, выдать набор полных серий	plt_sum a
(g) Посмотреть на него	GV ACTUAL_SERIES/\ JET-HT3L-3MW=<id>/sum_*4.ps &

Сводные графики объединяются в *серии*, представляющие графические зависимости определённых выходных параметров (например, тепловая нагрузка на диверторные пластины) от какого-то входного параметра (например, давление газа в диверторе). Каждая серия представляет графики для определённых *наборов данных*, содержащих результаты расчётов заданных *вариантов*. Соответствие между сериями, наборами данных и вариантами задаётся в *контрольных файлах*.

Пример страницы из серии сводных графиков

Пять наборов данных, точки соответствуют вариантам. Переменная x подписана под осью x , переменная y – над графиком.





Сводные графики: контрольные файлы

- Соответствие между вариантами и сериями
- Соответствие между сериями и наборами графиков

```
$SOLPSTOP/src/bin/common/last_2d_
write_input
(link: last_2d_write_input.in)
filelist.smt
```

- с) Задание параметров для наборов графиков
- д) Организация графиков в наборах
- е) Организация идентификации
- ф) Организация минимального набора графиков
- г) Экспорт избранных данных

```

plot_series

template.sum

ns_zeff.smt
op_wndw.smt

get_tbl.columns.<ID>
get_tbl.files.<ID>
get_tbl.special.<ID>
get_tbl.extra.<ID>

```

*Хорошая привычка: обновлять **last_2d_write_input.in** при первом копировании варианта в CS*

Файл last_2d_write_input.in

Этот файл – каталог серий и вариантов расчёта

Набор данных

Считается

Закомментировано:
вариант ещё не в CS

Закомментировано:
вариант не пошёл

Следующий набор
данных

```

JET_HT3L-3MW-C-LN=ak
case jet 849      D pf 1.05e21
case jet 846      D pf 1.31e21
case jet.ak 853    D pf 1.50e21 !
case jet 848      D pf 1.77e21
case jet 851      D pf 2.32e21
case jet 841      D pf 2.47e21
case jet 850      D pf 2.56e21
case jet 847      D pf 2.71e21
case jet 852      D pf 2.64e21
@case jet 868      D pt 5.23e20 !
case jet 866      D pf 1.72e21 !
case jet 864      D pf 1.78e21
case jet 863      D pf 1.81e21
case jet 862      D pf 1.83e21
case jet 861      D pf 1.89e21
case jet 860      D pf 1.91e21
case jet 856      D pf 1.93e21
case jet 854      D pf 1.95e21
case jet 858      D pf 1.86e21
#case jet 845      D ** 1.96e20
JET_HT3L-3MW-C-LN=ak ready

```

Вторичный
набор

Хорошая привычка: обновлять этот файл при первом копировании варианта в CS

Файл filelist.smt

summary/JET-HT3L-8MW-C-LV	XAXIS YAXIS "HT3L 8 MW LV"	esprdebeenseentot@rneueJET-HT3L@
summary/JET-HT3L-3MW-C-LS	XAXIS YAXIS "HT3L 3 MW LS"	esprdebeenseentot@rneueJET-HT3L-3MW@
summary/JET-HT3L-3MW-C-LN=ak	XAXIS YAXIS "HT3L 3 MW LN"	esprdebeenseentot@rneueJET-HT3L-3MW@
summary/DEMO-200-PI=CF-CU	XAXIS YAXIS "200 MW lin "	esprdebeenseentot@rneueDEMO-1@
summary/DEMO-250-PI=CF-CU	XAXIS YAXIS "250 MW lin "	esprdebeenseentot@rneueDEMO-1@

Набор данных

Легенда на графике

Метка серии

Файл plot_series

Список серий по умолчанию	ACT= 'JET-HT3L-3MW=ak'	
Идентификаторы серий	set -A Series_list -- JET-HT3L-3MW=ak	Метки серии
	set -A SELECTION -- 'JET-HT3L-3MW'	
Диапазон p_s	set -A nsrange -- '0.10:0.35'	Диапазон откатки
	set -A trange -- '10:100'	
Диапазон p_n	set -A prange -- '0.0:1.7'	Диапазон потока из центра
	set -A cfrange -- '0.0:1.2'	
Диапазон Q_{pk}	set -A mapZrange -- '0:1'	Диапазон времени
	set -A tmrange -- ''	
Ось X для серии графиков	set -A xaxis -- 'ns'	Вывод номеров вариантов
	set -A maplegend -- -i	
	set -A NO_HE -- '-none'	
	set -A layoutfile -- layout.sum.jet2	
Не рисовать данные по гелию		Файл контроля расположения рисунков

Список литературы

1. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы, вып. 1, 1963, с. 183–272.
2. Игитханов Ю.Л., Крашенинников С.И., Кукушкин А.С., Юшманов П.Н. Особенности процессов переноса в пристеночной плазме токамака // Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 11. М.: ВИНТИ, 1990, с. 5–149.
3. Stangeby P.C. «The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices». New York, Taylor and Francis, 2000.
4. Braams B.J. «A multi-fluid code for simulation of the edge plasma in tokamaks». Ph.D Thesis, 1988, FOM Instituut voor Plasmafysica, Postbus 1208, 3430 BE Nieuwegein, The Netherlands.
5. Reiter D. «EIRENE – A Monte Carlo linear transport solver», www.Eirene.de
6. Kotov V. «Numerical study of the ITER divertor plasma with the B2-EIRENE code package», Ph.D Thesis, 2006, Institut für Plasmaphysik, Forschungszentrum Jülich GmbH, 52425, Jülich, Germany.
7. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., *et al.* «Finalizing the ITER divertor design: the key role of SOLPS modeling», *Fusion Eng. Des.* **86** (2011) 2865–2873.

«АНОМАЛЬНЫЙ» ОТКЛИК ПЛАЗМЫ НА ТЕПЛОВЫЕ ИМПУЛЬСЫ В ТОКАМАКАХ И СТЕЛЛАТОРАХ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

В.Д. Пустовитов

Общие сведения

В термоядерном реакторе плазму нужно нагреть до температуры порядка 10 кэВ. Однако даже в самом большом на сегодняшний день токамаке JET расстояние от центра плазмы до холодной стенки вакуумной камеры не превышает 1,5 м (а в токамаке ИТЭР будет менее 3 м), поэтому без хорошей термоизоляции плазма легко сбросит тепло наружу. В худшем случае при так называемых тепловых срывах это происходит за несколько миллисекунд в токамаке JET и ещё быстрее в установках меньшего размера. Ожидается, что и в токамаке ИТЭР, который в идеале должен работать как стационарная система, для теплового срыва будет достаточно 1–2 мс. Конечно, такие срывы – это крайнее проявление противодействия плазмы чрезмерному градиенту температуры, но и до их наступления тепловые потери в токамаках огромны. Нагрев плазмы до высоких температур и удержание запасённой в ней энергии при приемлемой мощности внешних источников, компенсирующих неизбежный вынос тепла наружу, является поэтому одной из сложнейших задач термоядерных исследований.

Разумеется, для достижения цели нужно понимать физику процессов, ответственных за теплоперенос в тороидальной замагниченной плазме. За более чем 60 лет исследований создано множество моделей и теорий, но ключевые проблемы переноса в плазме токамаков ещё не решены. Если бы речь шла всего лишь о неточности предсказаний из-за неполного знания начальных условий (как, например, при прогнозе погоды), то ситуация улучшалась бы с развитием диагностики плазмы. Однако, напротив, прогресс в технике эксперимента на токамаках привел к обнаружению эффектов, которые никак не укладываются в рамки существующих представлений и до сих пор не получили убедительного объяснения.

Наиболее красивые и загадочные эффекты были обнаружены при изучении распространения теплового импульса. Пример пока-

зан на рис. 1, где сплошные кривые построены по результатам измерений температуры электронов T_e в экспериментах на стеллараторе LHD (Япония), а почти горизонтальные пунктирные – результаты расчётов по стандартной диффузионной модели. Использование 32-канального радиометра позволило получить пространственное распределение T_e с хорошим временным разрешением. Здесь приводится T_e на разных расстояниях от центра плазмы, отмеченных значениями $\rho \equiv r/b$, где r – радиус в поперечном сечении, отсчитываемый от центра плазменного шнура, а b – значение r на его границе (так называемый малый радиус плазмы).

Инжектируемая пеллета охлаждает плазму на периферии, что хорошо видно на двух нижних кривых для $\rho = 0,64$ и $\rho = 0,7$ (а ближе к краю падение T_e ещё сильнее). При этом ожидается, что волна охлаждения должна, затухая с расстоянием и с увеличивающейся задержкой, проникать внутрь вплоть до оси $\rho = 0$ однако это происходит лишь на расстояниях до примерно 40% по радиусу от края плазмы. На третьей снизу кривой ($\rho = 0,58$) заметно небольшое «возмущение» T_e в другую сторону, а при $\rho = 0,43$ оно уже заведомо выше ошибок измерений. Далее происходит совсем странное: начиная с $\rho = 0,36$ вообще отсутствуют какие-либо следы охлаждения. Напротив, внутрь идёт волна нагрева, появление которой кажется необъяснимым и противоречащим естественным ожиданиям. Эффект максимален в центре плазмы, где температура плазмы на короткое время увеличивается примерно на 0,6 кэВ (а в некоторых случаях и до примерно 1 кэВ).

Быстрое возрастание температуры в центре плазмы как её реакция на охлаждение периферии наблюдалось и при других условиях на самых разных установках, см. обзоры в [2, 3]. По-видимому, наибольший эффект был зарегистрирован на токамаке RTP (Голландия): на рис. 2 показаны результаты подобных экспериментов, где изменение температуры в центре плазмы достигало 80% исходного значения.

Интересно отметить, что в этой серии экспериментов на токамаке RTP наблюдался и зеркально противоположный результат – при быстром нагреве плазмы на краю резким подъёмом тока или введением мощности с помощью гиротрона температура плазмы в центре не увеличивалась, а падала!

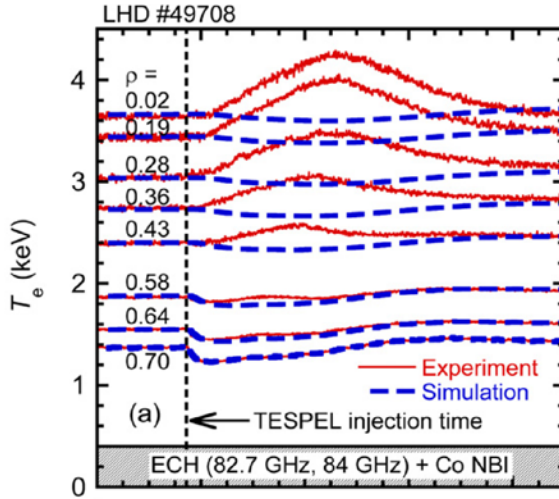


Рис. 1. Временная эволюция электронной температуры T_e после инъекции пеллет – твёрдых частиц диаметром от 0,4 до 0,9 мм – в стеллараторе LHD. Момент инъекции показан вертикальной штриховой линией. По горизонтальной оси отложено время, цена деления 5 мс, вся шкала покрывает 90 мс. Сплошные линии – результаты измерений, а пунктирные – ожидаемое поведение T_e на разных расстояниях от оси плазменного шнура, отмеченных символом ρ : $\rho = 0$ – магнитная ось, $\rho = 1$ – граница плазмы. В нижней части рисунка указаны методы нагрева плазмы в этом импульсе (рис. 1, а из работы [1])

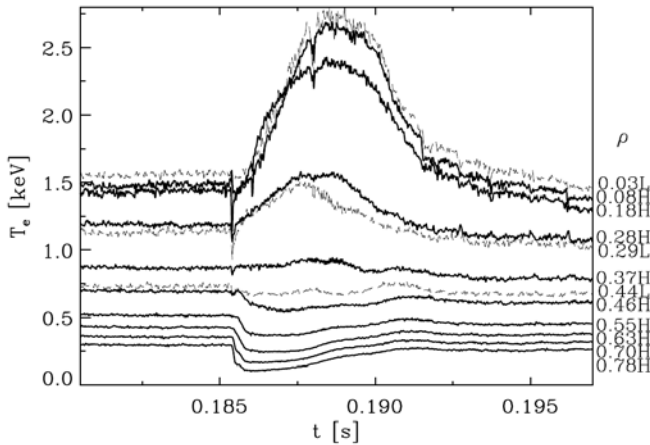


Рис. 2. Временная эволюция электронной температуры T_e после инъекции в плазму водородной пеллеты, содержащей 5×10^{18} атомов, в токамаке RTP на разных расстояниях от оси плазменного шнура: $\rho = 0$ – магнитная ось, $\rho = 1$ – граница плазмы. Индекс L у значения ρ указывает на измерение со стороны слабого магнитного поля, а H – на сторону сильного магнитного поля (рис. 2 из работы [4])

Инверсия полярности или обращение (переворот) знака возмущения температуры в центре при её возмущении на краю плазмы привлекла к себе внимание как аномалия, противоречащая здравому смыслу и несовместимая с традиционными теоретическими подходами. Было потрачено много усилий на разрешение проблемы, но физический механизм столь ярких, легко воспроизводимых и надежно измеряемых событий так и не был установлен. Хотя в научных статьях и не принято поддаваться эмоциям, в комментариях эффект называли неожиданным, странным, загадочным, удивительным, парадоксальным, непостижимым, поразительным, таинственным и даже вызывающе провокационным. При этом ученые, предпринимавшие попытки объяснить его в рамках «разумных» физических теорий, констатировали полную неспособность обычной транспортной модели описать наблюдаемое поведение T_e плазмы в центре, потому что решение уравнения диффузии не может поменять знака. Более того, утверждалось, что и другие свойства явления (быстрота реакции плазмы, длительность, нелокальность) не могут быть согласованы с обычным анализом переносов. Наконец, в фундаментальном труде «Progress in the ITER Physics Basis», совместно написанным лучшими экспертами по физике токамаков, признавалось, что ни одна из существующих моделей неспособна удовлетворительно воспроизвести наблюдаемую динамику [5].

1. Диффузионная модель

Теперь самое время объяснить, что понимается под стандартной диффузионной моделью переноса. Её основой служит уравнение

$$\frac{\partial(\varepsilon_t + \varepsilon_k)}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_E = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} + p_{in}, \quad (1)$$

которое получается из (6.33) известного обзора [6] добавлением p_{in} – функции источника (инжектируемая мощность или прямой теплообмен между плазмой и сторонним телом как, например, пеллета или холодное облако, в которое она превращается), см. также раздел 8.7 в [7]. Здесь ε_k – плотность кинетической энергии макроскопического движения плазмы,

$$\varepsilon_t = \frac{p}{\gamma - 1} - \quad (2)$$

плотность внутренней (тепловой) энергии, p – давление плазмы, γ – показатель адиабаты (далее $\gamma=5/3$),

$$\Gamma_E = (\varepsilon_t + \varepsilon_k + p)\mathbf{v} + \mathbf{q} - \quad (3)$$

плотность потока энергии, $\mathbf{v}$ – макроскопическая скорость движения плазмы, $\mathbf{q}$ – диффузионный тепловой поток, $\mathbf{j}$ – плотность тока, а $\mathbf{E}$ – напряжённость электрического поля.

При $\gamma=5/3$ определение (3) превращается в

$$\Gamma_E = \left(\varepsilon_k + \frac{5}{2}p \right) \mathbf{v} + \mathbf{q}. \quad (4)$$

Для горячей плазмы с температурой, как на рис. 1 и 2, кинетической энергией направленного движения $\varepsilon_k = m_i n \mathbf{v}^2 / 2$ (m_i – масса иона, n – число частиц в единице объёма) можно пренебречь, потому что в токамаках и стеллараторах $|\mathbf{v}|$ всегда гораздо меньше тепловой скорости движения частиц. В стандартных ситуациях скорость радиального движения плазмы очень мала. Это, казалось бы, позволяет пренебречь и вообще всем слагаемым с $\mathbf{v}$ в (4). Так делается во множестве работ, но мы пока сохраним его, заранее зная, что в конечном итоге диффузионная модель с $\mathbf{v} = 0$ и другими упрощениями даёт неверное предсказание (см. рис. 1). Что изменится с учётом $\mathbf{v} \neq 0$, мы обсудим позже, хотя без решения для $\mathbf{v}$ это будет лишь качественное обсуждение. В диффузионной модели, которая используется для описания широкого круга тепловых явлений, основным в (4) считают $\mathbf{q}$.

Точное выражение для $\mathbf{q}$ в замагниченной плазме оказывается довольно сложным [6, 7], поэтому, как это почти всегда бывает в физике, при решении конкретных задач вводят упрощения. Обычно тепловой поток $\mathbf{q}$ задают в виде

$$\mathbf{q} = -\chi n \nabla T, \quad (5)$$

где χ – коэффициент теплопроводности, а n и T , как определено ранее, концентрация и температура электронов. В большинстве случаев при «правильно подобранном» χ такая модель оказывается вполне приемлемой, поэтому расхождение ее предсказаний с экспериментальными результатами (см. рис. 1) и вызывало упомянутые выше эмоциональные высказывания. Попытки согласовать эту модель с наблюдениями являются прекрасным материалом для образования и наглядной демонстрацией ограниченности формаль-

ных «математических» подходов к нестандартной физической задаче, даже если они и были успешными в других ситуациях.

Далее, как это делается во многих работах, для величины $\mathbf{q}$ будем пользоваться выражением (5), которое превратит (1) в диффузионное уравнение для T :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} nT \right) - \nabla \cdot (\chi n \nabla T) = s, \quad (6)$$

где

$$s \equiv \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} + p_{in} - \nabla \cdot \Gamma_E^{dynamic}, \quad (7)$$

а $\Gamma_E^{dynamic}$ – часть Γ_E , связанная с $\mathbf{v}$. Разумеется, в таких случаях подразумевают, что последнее слагаемое в правой части (7) не влияет на тип уравнения (6) и его решение. Чаще всего при анализе обсуждаемых явлений динамическим вкладом просто пренебрегают.

Мы приводим (6) с иллюстративной целью, чтобы показать «диффузионный» вариант равенства (1). Это одна из возможных форм (1), которая получается при $\mathbf{q}$ в виде (5). В тороидальной термоядерной плазме, удерживаемой сильным магнитным полем, имеются запертые и пролётные частицы, есть группа частиц, резонансно поглощающих вводимую мощность или рождающихся при инжекции нейтрального пучка. Кроме того, такая плазма скорее не плотный, а разреженный газ с немаксвелловским распределением по скоростям и, вообще говоря, анизотропным давлением. Поэтому (5) является лишь грубой аппроксимацией.

Диффузионные уравнения типа (6) часто встречаются в физике, методы их решения детально разработаны, поэтому использование (6) в качестве первого шага при изучении тепловых процессов в плазме вполне естественно. При этом, однако, следует ясно понимать, что (6), в котором s заменяется на $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} + p_{in}$ или даже на p_{in} , это одно из упрощений (1). В дальнейших обсуждениях мы будем чаще обращаться к (1), как к более точному. В данном случае вопрос о точности возник после многих неудачных попыток применения (6) с «привычным» s , хотя этих неудач можно было бы избежать. Для этого сначала следовало бы выяснить, оправданы ли принимаемые упрощения в рассматриваемой задаче.

Здесь мы сталкиваемся с одной из главных проблем физики как науки, где повсеместно используются модельные построения, идеализирующие какие-то свойства системы. Такие подходы обладают

ограниченной областью применимости, но случается, что пользователи (часто, но незнанию) смело выходят за её пределы. Эту ошибку можно назвать заменой физики уравнениями вместо сведения физической задачи к математической, которое всегда должно быть строго обосновано с учётом всех возможных взаимодействий. Наилучший, а по сути единственный правильный путь – начать с общих уравнений, не вызывающих сомнения, и поочередно проверять допустимость каждого из желаемых упрощений. При этом все устремления к простоте модели следует подчинять требованиям задачи.

2. Постановка задачи

Нас интересуют изменения по отношению к исходному стационарному состоянию, всюду далее они обозначены символом δ . В рассматриваемых случаях изменение тепловой энергии в единице объема равно

$$\delta \varepsilon_t = \frac{3}{2} \delta p = \frac{3}{2} \delta(nT) \approx \frac{3}{2} n \delta T, \quad (8)$$

где, напомним, n – концентрация (число частиц в единице объёма) электронов, а T – их температура. Здесь и далее индекс e опускается, но говорится об электронах, потому что в обсуждаемых экспериментах именно электроны реагируют на тепловое возмущение, а передать энергию ионам или получить от них они не успевают. Например, на рис. 1 температура электронов достигает максимума и начинает снижаться примерно через 30 мс после момента инжекции, а для установления теплового равновесия между электронами и ионами при этих условиях требуется 180 мс [1]. Можно считать, что ионы создают равновесный фон и только этим влияют на динамику процесса. Кроме того, в экспериментах с выраженной инверсией теплового импульса получают $|\delta T| \gg |\delta n|$, что учтено в (8) приближенным равенством.

В этом случае изменение температуры электронов, показанное на рис. 1 и 2, описывается в уравнении (1) производной $\partial \varepsilon_t / \partial t \sim \partial T / \partial t$. Требуется объяснить появление $\partial T / \partial t > 0$ в центральной области плазмы как отклик на возмущение $\delta p_{in} > 0$ на краю плазмы, порожденное ее принудительным охлаждением влетевшей снаружи холодной пеллетой.

Внешнее тепловое возмущение отлично от нуля лишь вблизи границы, поскольку речь идет о сравнительно небольших пеллетах, которые испаряются, не успев далеко проникнуть в плазму. Всюду далее к центру следует считать $\delta p_{in} = 0$, поэтому там уравнение (1) сводится к

$$\partial \varepsilon_t / \partial t = \delta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} - \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_E). \quad (9)$$

Для объяснения наблюдаемых $\partial \varepsilon_t / \partial t > 0$, как на рис. 1 и 2, нужно найти причину, по которой в этой области становится положительной и правая часть (9). Именно это и стало неразрешимой трудностью для классической диффузионной модели.

Поскольку в нашем распоряжении есть данные, позволяющие судить о поведении ε_t как функции малого радиуса плазмы, кроме (9), можно использовать и его интегральное следствие

$$\int_V \frac{\partial \varepsilon_t}{\partial t} dV = \delta \int_V \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dV - \delta \oint_S \mathbf{\Gamma}_E \cdot d\mathbf{S}, \quad (10)$$

где V означает объём тороидальной трубки с осью $\rho = 0$ и малым радиусом ρ , а S – её границу. Напомним, что уравнения (9) и (10) справедливы лишь там, где $\delta p_{in} = 0$. Нас в первую очередь интересует более узкая область $\rho < \rho_0$, в которой $\partial \varepsilon_t / \partial t > 0$, что делает левые части (9) и (10) положительными.

Формально в этих уравнениях есть две возможности обеспечить $\partial \varepsilon_t / \partial t > 0$ при $\rho < \rho_0$: за счет $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ или же за счет потока $\mathbf{\Gamma}_E$. В экспериментах с тепловыми импульсами обычно считается, что основной эффект связан с $\mathbf{\Gamma}_E$. Следуя традиции, начнем с этого варианта, но только лишь, чтобы показать его ограниченность и необходимость более глубокого анализа.

3. Трудности диффузионной модели

При $\mathbf{v} = \mathbf{0}$ и $\mathbf{q}$ в виде (5) для интеграла с $\mathbf{\Gamma}_E$ в (10) получим

$$-\oint_S \mathbf{\Gamma}_E^{static} \cdot d\mathbf{S} = \oint_S \chi n \nabla T \cdot d\mathbf{S} \approx S_\rho \chi n \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (11)$$

Где S_ρ – площадь поверхности тора S , по которой производится интегрирование. Здесь приближенное равенство даёт результат для случая с $\chi n |\nabla T|$, постоянным на поверхности S . Если эту тороидальную трубку рассматривать как прямой цилиндр радиусом

$r = br$ и длиной $2\pi R$ (R – большой радиус тора, $2\pi R$ – полная длина его кольцевой оси $\rho = 0$), то $S_p = 4\pi^2 Rr$. Кроме того, считаем $T = T(r, t)$.

В наших случаях температура плазмы спадает от центра к краю, поэтому ∇T направлен в центр, $\partial T / \partial r < 0$, и результат в (11) отрицателен. Это соответствует естественному направлению потока тепла – из горячей (центральной) области в холодную (периферийную).

Для входящей в (10) вариации получим

$$-\delta \oint_S \Gamma_E^{static} \cdot d\mathbf{S} \approx S_p \left[\left(\chi n \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{\text{после}} - \left(\chi n \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{\text{до}} \right], \quad (12)$$

где «после» обозначает интересующее нас конечное состояние, а «до» – то, что ему предшествовало до инжекции пеллеты (оба показаны на рис. 1 и 2).

Как видно из этих рисунков, в довольно широкой зоне по радиусу $|\nabla T|$ в конечных состояниях больше, чем в начальных, потому что приращение температуры возрастает с приближением к оси $\rho = 0$. При этом, напомним, $\partial T / \partial r < 0$. Следовательно, при χn , одинаковом «до» и «после», величина (12) и второе слагаемое в правой части (10) будут отрицательны:

$$-\delta \oint_S \Gamma_E^{static} \cdot d\mathbf{S} \approx S_p \chi n \left(\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{\text{после}} - \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{\text{до}} \right) < 0. \quad (13)$$

Это и есть та самая проблема, о которой было сказано ранее: вместо положительного приращения, описывающего увеличение тепловой энергии в центральной области (левая часть (10)), диффузионное слагаемое дает прямо противоположный результат (13).

Кажется, что пока в этом еще нет большой проблемы, потому что предположение о неизменном χn , возможно, не соответствует действительности. Однако показанные на рис. 1 и 2 изменения температуры происходят столь быстро, что невозможно вообразить какие-либо причины существенного изменения плотности плазмы n . Измерения подтверждают, что n в интересующей нас области действительно меняется слабо.

В этом случае единственным спасением, если на время забыть о слагаемом с $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$, остается изменение коэффициента теплопроводности χ . Величина (12) могла бы стать положительной при

$\chi_{\text{после}} < \chi_{\text{до}}$, если бы уменьшение χ пересиливало увеличение абсолютной величины ∇T с $\partial T/\partial r < 0$. Чтобы согласовать экспериментальные данные с такой моделью, нужно предположить практически мгновенное уменьшение χ в центральной области плазменного шнура в два [2] или даже три [4] раза, но лишь на короткий промежуток времени.

Такое уменьшение означало бы внезапное улучшение термоизоляции плазмы в довольно широкой её центральной области. Внезапное, потому что, если бы и в самом деле оно происходило, это должно было случиться практически мгновенно, предшествуя наблюдаемому росту температуры (поскольку этот рост должен быть следствием, а не причиной). К тому же оно должно было бы произойти безо всяких видимых причин, ведь все параметры плазмы кроме температуры не успевают измениться за все время наблюдения.

Мгновенное понижение коэффициента теплопроводности χ в большом объеме плазмы, далеко от зоны охлаждения, а через какое-то очень малое время такой же быстрый возврат к исходному значению $\chi_{\text{до}}$ – это не объяснение, а гипотеза. Иногда это называют баллистическим скачком, чтобы подчеркнуть как быстроту кажущегося падения χ , так и большую его амплитуду. Разумно объяснить столь странные скачки χ , необходимые для спасения диффузионной модели, никому до сих пор не удавалось и вряд ли получится, хотя попытки до сих пор продолжаются. Фактически здесь одна загадка (поведение температуры) заменяется другой (поведение теплопроводности), хотя первая – результат реальных наблюдений, а вторая – проблема их интерпретации с помощью уравнений (10) и (12), причем без учёта первого слагаемого в (10).

Повторим еще раз, что «обращение знака» теплового импульса наблюдалось неоднократно на разных установках при очень разных условиях. Экспериментальные результаты поэтому никаких сомнений не вызывают. Следовательно, если быть реалистами и не останавливаться до тех пор, пока физика не станет понятной, мы должны признать гипотезу баллистического скачка χ неприемлемой и попытаться найти другие возможности, скрытые в уравнении (9) или его следствии (10). Из двух оставшихся, $\delta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}) \neq 0$ и $\mathbf{v} \neq 0$, рассмотрим сначала первую.

4. Об оценках с простейшим законом Ома

Кроме $\nabla \cdot \Gamma_E$, правая часть (9) содержит и электромагнитное слагаемое $\delta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E})$. Его вклад в энергобаланс, конечно, анализировался, но всегда признавался недостаточным для объяснения наблюдаемого эффекта. В стационарном состоянии $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ описывает омический нагрев плазмы. Эта роль $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ настолько привычна, естественна и физически бесспорна, что в (1) величину $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ часто просто заменяют на $\eta \mathbf{j}^2$, где η – электропроводность плазмы, после чего $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ интерпретируют как мощность джоулева (или омического) нагрева. Такая замена соответствует простейшей связи $\mathbf{E} = \eta \mathbf{j}$, которую мы назвали бы законом Ома, если бы речь шла о твёрдом проводнике.

На самом же деле плазма – весьма податливый подвижный газ. Хотя в токамаках и стеллараторах её движение сильно «сковано» магнитным полем, она все же может двигаться поперёк него, потому что её инерция очень мала, а электромагнитные силы велики. Для горячей плазмы более правильным, чем $\mathbf{E} = \eta \mathbf{j}$, является

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j}, \quad (14)$$

где $\mathbf{v}$, напомним, это скорость движения плазмы. В действительности локальная связь $\mathbf{E}$ с $\mathbf{j}$ в плазме токамаков оказывается ещё сложнее. Здесь достаточно упомянуть наличие неучтённого в (14) так называемого бутстрэп-тока, который поддерживается не полем $\mathbf{E}$, а градиентами плотности и температуры. Кроме того, существенную роль могут играть их флуктуации, разнообразные колебания и волны в плазме. Можно прямо сказать, что и (14) это всего лишь грубая модель. Тем не менее, это шаг вперед, позволяющий увидеть новые возможности по сравнению с моделью, в которой $\mathbf{v} = 0$.

Равенство (14) часто встречается в учебниках и статьях по физике плазмы. Оно даёт нам

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \eta \mathbf{j}^2 + \mathbf{v} \cdot \nabla p. \quad (15)$$

Здесь использовано уравнение равновесия

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (16)$$

которое получается из баланса сил

$$m_i n \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (17)$$

где левой частью пренебрегают из-за малости массовой плотности плазмы $m_i n_i$.

В токамаках существенный вклад в $\eta \mathbf{j}^2$ вносит омический нагрев. По оценкам, которые наши предшественники делали при попытках объяснить эффект, показанный на рис. 1 и 2, его мощность в центральной части плазмы не могла существенно измениться [2]. Но даже если бы этот нагрев и играл какую-то роль в экспериментах на токамаках, то к результатам, полученным на стеллараторе LHD, см. рис. 1, это не должно иметь никакого отношения.

Дело в том, что в стеллараторах равновесие плазмы возможно без продольного тока [8]. Это одно из главных преимуществ стеллараторов по сравнению с токамаками, позволяющее избежать целого ряда проблем, связанных с необходимостью поддерживать довольно большой ток в токамаках (до 4 МА в токамаке JET, до 15 МА в токамаке ИТЭР). Джоулев нагрев, конечно, не мог повлиять на результаты измерений, показанные на рис. 1, поскольку эти эксперименты проводились с бестоковой плазмой.

Общий вывод о незначительной роли $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ в (9) и в его следствии (10) при $\mathbf{v} = 0$ возвращает нас к (12) с отрицательной правой частью, что не позволяет свести баланс в (10). Следовательно, мы приходим к необходимости анализа слагаемых с $\mathbf{v}$ в $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ и Γ_E .

5. От статического к динамическому рассмотрению

При решении физических задач всегда ценится простота модели, но не в ущерб описанию рассматриваемых явлений.

В традиционных моделях теплопереноса в плазме токамаков никаких сложностей с описанием электромагнитного взаимодействия не возникает, потому что конфигурация рассматривается как статическая. Однако если при «стандартных» предположениях, но без принудительного зануления скорости $\mathbf{v}$, мы подставим в уравнение (9) Γ_E в виде (4) и учтём, что $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ может зависеть от $\mathbf{v}$, то получим

$$\frac{\partial \varepsilon_t}{\partial t} = \delta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} - \nabla \cdot \Gamma_E)_{static} + \delta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} - \nabla \cdot \Gamma_E)_{dynamic}, \quad (18)$$

где «static» обозначает величину, соответствующую статической плазме ($\mathbf{v} = 0$) с $\Gamma_E^{static} = \mathbf{q}$ и $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E})_{static} = \eta \mathbf{j}^2$, а в «dynamic» собраны

все остальные слагаемые. При условиях (4) и (15) они линейны по скорости: $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E})_{dynamic} = \mathbf{v} \cdot \nabla p$ и $\Gamma_E^{dynamic} = (5/2) p \mathbf{v}$.

Рис. 2 показывает, а другие эксперименты подтверждают, что реакция центра плазмы на импульс охлаждения является лишь функцией радиуса, но практически не зависит от полоидального угла. Для получения такого эффекта за счёт $\mathbf{v} \neq 0$ необходима радиальная скорость плазмы. В токамаках и стеллараторах радиальному движению плазмы препятствует сильное тороидальное магнитное поле. Какого-либо сжатия плазмы в экспериментах с распространением теплового импульса не замечали. На отсутствие заметных перемещений плазмы под действием подобных возмущений указывал и весь предшествующий опыт. Именно поэтому в большинстве случаев при интерпретации обсуждаемого эффекта скорость движения плазмы изначально считалась равной нулю, а «динамическое» слагаемое в (18) даже не появлялось.

В то же время с одним только «статическим» равенством (12) невозможно объяснить поведение температуры, показанное на рис. 1 и 2. Значит, нужно выяснить роль динамических механизмов.

Если мы с неизбежностью приходим к необходимости учета движения плазмы, то сначала попытаемся сделать простые оценки, используя те приближенные соотношения, которые уже приводились выше. Конкретно, они дают

$$\delta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} - \nabla \cdot \Gamma_E)_{dynamic} = -\frac{3}{2} \left(\mathbf{v} \cdot \nabla p + \frac{5}{3} p \nabla \cdot \mathbf{v} \right), \quad (19)$$

если в исходном состоянии было $\mathbf{v} = 0$.

В нашем случае внутренняя энергия в единице объёма плазмы меняется на величину $\delta \varepsilon_t$ за время δt . Если бы это изменение происходило лишь за счёт величины $\mathbf{v} \cdot \nabla p$ в (19), из (18) получилось бы

$$\delta p = \frac{2}{3} \delta \varepsilon_t = -\mathbf{v} \cdot \nabla p \delta t = -\delta r \frac{dp}{dr}, \quad (20)$$

где δr – смещение элемента плазмы по радиусу. При естественном $dp/dr < 0$ правая часть (20) положительна при расширении плазменного шнура ($\delta r > 0$), но даже при больших δr и «обычных» градиентах уравнение (20) дает $\delta p = 0$ в центре плазмы, где $\nabla p = 0$.

Например, при

$$p = p_0(1 - \rho^2) \quad (21)$$

(20) превращается в

$$\delta p = 2 p_0 \rho \frac{\delta r}{b}. \quad (22)$$

На оси $\rho = 0$, очевидно, это равенство с конечным δr никогда не может быть выполнено, но с удалением от оси δr уменьшается, а ρ растёт, и (22) становится математически приемлемым. Можно констатировать, что слагаемое $\mathbf{v} \cdot \nabla p$, пусть и не в интересующей нас области, все же может дать вклад нужного знака в энергобаланс (18) при скорости, направленной наружу от центра плазмы. Напомним, что с величиной $\nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_E$ мы не получили даже этого.

Неудача с $\nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_E$ случилась, однако, при $\mathbf{v} = 0$, а теперь мы оцениваем вклад от динамических слагаемых в (18).

При $\mathbf{v} \cdot \nabla p = 0$ на оси у нас осталась единственная возможность сделать правую часть (19) положительной в центре плазмы – за счёт $\nabla \cdot \mathbf{v} < 0$. Это требует сжатия плазмы, поскольку

$$\frac{dV}{dt} = \int_V \nabla \cdot \mathbf{v} dV = \oint_S \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S}, \quad (23)$$

где V – объём, занимаемый заданным набором частиц, с границей S .

Здесь следует отметить, что слагаемые в правой части (19) действуют друг против друга, но первое равно нулю в центре, а второе может быть конечным даже при $v_r \rightarrow 0$ на оси. Действительно, если $v_r = v_b \rho$ при $\rho \rightarrow 0$, то $\nabla \cdot \mathbf{v} = 2v_b / b$.

Слагаемое с $p \nabla \cdot \mathbf{v}$ в $\nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_E$ даёт положительный вклад в правую часть (18), если $v_r < 0$. При малых ρ оно пересиливает обратное действие величины с $\mathbf{v} \cdot \nabla p$. Будучи пропорциональным давлению плазмы, оно в равной степени должно проявляться в токамаках и в стеллараторах.

Мы убедились, что полностью игнорируемое в традиционных моделях радиальное сжатие плазмы может в «нужную сторону» повлиять на энергобаланс. Насколько – зависит от возможных решений для $\mathbf{v}$. Чтобы правильно поставить задачу расчета $\mathbf{v}$, нужно сначала выяснить, откуда это движение возникает?

Ответ достаточно прост: плазма движется, когда в ней меняется магнитное поле. При этом возникает электрическое поле, потому что

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (24)$$

и изменяется ток в соответствии с

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}. \quad (25)$$

Возникает дополнительная сила $\delta(\mathbf{j} \times \mathbf{B})$, переводящая плазму в новое состояние.

Перемещение под действием этой силы связано с работой и обменом энергии между плазмой и магнитным полем. В моделях с $\mathbf{v} = 0$ этот обмен отсутствует, и магнитная энергия вообще не фигурирует в задаче. Между тем энергия, запасённая в магнитном поле, огромна по сравнению с тепловой энергией плазмы. Если говорить об объёмных плотностях, то их отношение может быть порядка 100 или даже 1000. Поэтому лишь малой части магнитной энергии хватило бы, чтобы заметно увеличить температуру плазмы.

Констатируя наличие неучтенного ранее (не только нами здесь при обсуждении стандартных подходов, но и всеми, кто анализировал эффект обращения теплового импульса в токамаках и stellarаторах) резервуара энергии, отметим два важных обстоятельства. Во-первых, правильное описание обмена энергией между плазмой и магнитным полем требует учёта движения плазмы. Во-вторых, в этом случае мы должны дополнить (1) уравнением для локальных изменений электромагнитной энергии. Они описываются теоремой Пойнтинга, и поэтому мы должны будем ей воспользоваться.

Вообще говоря, без неё можно было бы обойтись, если бы был известен надёжный способ нахождения входящего в (1) $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$. В задаче о тепловом импульсе этим слагаемым всегда пренебрегали, но, как мы только что доказали, без него не удастся найти физически разумного решения. Поэтому мы должны снова вернуться к проблеме вычисления $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$.

6. Строгий подход к вычислению $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$

Все аргументы насчёт омического нагрева, неоднократно приводимые в научных статьях, посвященных экспериментам с тепловыми импульсами, кажутся в высшей степени правдоподобными, но у них есть один недостаток: это всё слова, не подкрепленные количественным анализом. Кроме того, как это часто бывает при обсуждениях без строгих определений, здесь присутствует подмена понятий – величину $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ или $\eta \mathbf{j}^2$ называют «омическим нагревом», после чего речь идёт уже о части исходного целого.

Действительно,

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = j_t E_t + j_p E_p, \quad (26)$$

где индекс t обозначает тороидальные компоненты (вдоль тора), а p – полоидальные (проекции в поперечном сечении). С омическим нагревом обычно связывают первое слагаемое, содержащее большую величину j_t , ответственную за тороидальный ток в токамаке:

$$J = \int_{S_\perp} j_t dS_\perp, \quad (27)$$

где $S_\perp$ – площадь поперечного сечения плазмы. Вкладом $\delta(j_p E_p)$ в $\delta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E})$ всегда пренебрегали, но без оценок, оправдывающих этот шаг.

Здесь опять можно сослаться на сложную связь $\mathbf{j}$ и $\mathbf{E}$ в плазме токамаков и стеллараторов, невозможность решить задачу в общей постановке и отсутствие понимания в вопросе об уровне допустимых упрощений, но это не научные аргументы. К тому же исключение из задачи каких-то факторов лишь потому, что они её «усложняют», чаще всего заводит в тупик. Несколько раз мы уже с этим сталкивались.

Особенность нашей задачи состоит в том, что в ней для начала нужно выявить главные физические механизмы, ответственные за наблюдаемый эффект. Если отвлечься от деталей, нужно выяснить, откуда в центральную область плазмы поступает энергия. Говоря об омическом нагреве, следует ясно понимать, что он является следствием перекачки электромагнитной энергии в плазму от внешних источников. Чтобы не было возражений насчёт стеллараторов, где омического нагрева нет, укажем на сам факт удержания плазмы как в токамаках, так и в стеллараторах с помощью внешнего магнитного поля. Он означает, что плазма является открытой системой. Взаимодействуя с токами в плазме, это поле оказывает на плазму силу. Если плазма перемещается, оно совершает работу. Какая-то часть этой работы может превратиться в тепло. Такой механизм вполне возможен. Он обсуждался при рассмотрении метода нагрева плазмы путем её адиабатического сжатия магнитным полем.

Если мы не доверяем (14) и (15), то вместо этого нужно использовать уравнения Максвелла – единственные в нашем распоряжении, которые являются абсолютно верными. Разумеется, для расчёта поглощения энергии нужно знать свойства среды, но какие

именно и с какой точностью – это станет ясно лишь после того, как мы разберемся с электромагнитной частью задачи.

Самой надежной основой для описания обмена энергии между плазмой и магнитным полем является классическая теорема Пойнтинга:

$$\frac{\partial w_m}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{P} = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}, \quad (28)$$

где

$$w_m \equiv \frac{\mathbf{B}^2 + \mathbf{E}^2 / c^2}{2\mu_0} \quad (29)$$

объёмная плотность электромагнитной энергии (величиной с $\mathbf{E}$ можно пренебречь), а

$$\mathbf{P} \equiv \mathbf{E} \times \mathbf{B} / \mu_0 \quad (30)$$

вектор Пойнтинга. Мы пользуемся системой СИ, поэтому здесь появились магнитная проницаемость вакуума $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Г/м и скорость света $c = 3 \times 10^8$ м/с.

Как и должно быть для законов сохранения энергии, (28) выглядит подобно уравнению (1) для плазмы. Однако в отличие от (1), где Γ_E вводится с $\mathbf{q}$, всегда задаваемым приближенными равенствами (например, (5)), соотношение (28) является математически точным и содержит строго определенные величины.

В (28) передача энергии плазме описывается величиной $-\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$. Точно такая же, но с другим знаком присутствует и в правой части (1). Как видно из (9) и (10), в рассматриваемом случае она должна играть ключевую роль, противодействуя диффузии тепла наружу, когда рис. 1 и 2 явно демонстрируют поток энергии внутрь. С помощью (28), по существу не имея другого надёжного способа вычисления $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$, мы сможем взглянуть на проблему под другим углом.

7. От закона Ома к теореме Пойнтинга

Использование «закона Ома» (14), чтобы избавиться от $\mathbf{E}$ и выразить $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ через другие величины, хотя и привело к догадке, что в (1) следует учесть радиальную скорость, все же не дало быстрого и убедительного решения. Мы уже отмечали, что в замагниченной плазме связь $\mathbf{j}$ с $\mathbf{E}$ гораздо сложнее, чем (14). Но дело даже не в этом. Какой бы сложной она ни была, для современных численных расчётов это не создало бы непреодолимых трудностей. Проблема

в неопределённости – какому выражению для $\mathbf{j}(\mathbf{E})$ можно доверять при динамике, показанной на рис. 1 и 2?

Для физики термоядерной плазмы это скорее типичная ситуация, чем исключение, когда речь идет о транспортных процессах. Поэтому, например, многие экстраполяции от существующих установок к большому токамаку ИТЭР делаются на основе так называемых скейлингов – полученных в экспериментах усреднённых зависимостей. Мы предлагаем другой подход: при отсутствии надёжных материальных уравнений следует извлекать максимум пользы из тех, которые не вызывают сомнений. В данном случае – из уравнений Максвелла. Равенство (28), являясь их прямым следствием, дает нам точное значение необходимого $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ в терминах w_m и $\mathbf{P}$.

Чтобы воспользоваться этим в нашей задаче, сложим уравнения (1) и (28). Результат

$$\frac{\partial(\varepsilon_t + w_m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{\Gamma}_E + \mathbf{P}) = p_{in} \quad (31)$$

не содержит $\mathbf{j}$, но вместо ε_t , о поведении которой можно судить по рис. 1 и 2, мы теперь получили новую переменную $\varepsilon_t + w_m$ с известным $w_m(t)$.

Отсутствие $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ в (31) является огромным достоинством по сравнению с (1), когда речь идет о расчётах процессов в токамаках и стеллараторах. Однако вместо $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ уравнение (31) содержит $\nabla \cdot \mathbf{P} = \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) / \mu_0$, вычисление которого требует знания $\mathbf{E}$. Можно сказать, что мы заменили одну неизвестную величину другой. Это действительно так, но зато (31) понятней с точки зрения физики и даёт ключ к решению задачи.

В диффузионной модели математика требовала $\chi_{\text{после}} < \chi_{\text{до}}$, чтобы получить «правильный знак» величины (12), причем со скачкообразным изменением χ . Уравнение (31) предоставляет нам другие возможности. Оно явно показывает, что теоретическое описание быстрых тепловых процессов в плазме должно обязательно учитывать либо локальное изменение магнитной энергии, либо её поток, описываемый вектором Пойнтинга, либо то и другое одновременно. Становится ясно, что неудача диффузионной модели в том виде, как её применяли при описании экспериментов с тепловыми импульсами, порождалась из-за пренебрежения этими механизмами.

8. О необходимой точности вычислений

До публикации [3] при анализе поведения тепловых импульсов величиной w_m всегда пренебрегали. Мотивация была очень проста – тороидальное поле считали заданным внешними постоянными токами, а полоидальное почти неизменным, потому что ток в плазме почти не менялся. Это так же правильно, как и утверждение, что Земля плоская, но годятся ли такие приближения в конкретной задаче – всегда нужно проверять математикой.

Нужно или нет учитывать w_m в (31) – зависит от соотношения $\delta\epsilon_t$ и δw_m . Их равенство достигалось бы при

$$\frac{\delta w_m}{w_m} = \frac{\delta\epsilon_t}{w_m} = \frac{\delta\epsilon_t}{\epsilon_t} \frac{\epsilon_t}{w_m}. \quad (32)$$

Хорошо видно, что на рис. 1 в центральной области $\delta\epsilon_t/\delta\epsilon_t \approx 0,2$, а на рис. 2 $\delta\epsilon_t/\delta\epsilon_t \approx 0,5$. При этом из (est-mag) получается

$$\frac{\delta w_m}{w_m} = (0,2 \div 0,5) \frac{\epsilon_t}{w_m}. \quad (33)$$

Поскольку $\epsilon_t / w_m = 3\mu_0 p / B^2$, что следует из (2) с $\gamma = 5/3$ и (29), правая часть здесь мала. Действительно, $\epsilon_t / w_m = 1,5\beta$, где $\beta = 2\mu_0 \bar{p} / B^2$ – отношение среднего по сечению плазмы давления плазмы к давлению магнитного поля. Даже в лучших разрядах в токамаках и стеллараторах величина β не превышает нескольких процентов. В токамаке ИТЭР, например, предполагается работать с $\beta < 3\%$ [9].

При типичных и даже термоядерных параметрах в токамаках и стеллараторах равенство (33) означает, что достаточно изменения магнитной энергии на уровне

$$\frac{\delta w_m}{w_m} = 10^{-2} \div 10^{-3}, \quad (34)$$

чтобы получить сопоставимые $\delta\epsilon_t$ и δw_m . Это достигается при в два раза меньшем относительном изменении тороидального магнитного поля. Столь малую вариацию, разумеется, невозможно заметить, если к этому не готовиться и специально не следить за изменением B с помощью высокоточной диагностики. Но вопрос здесь даже не в технической сложности задачи – все эти соображения и оценки появились совсем недавно [3]. Мысль о том, что магнитная энергия, запасённая в системе, может участвовать в процессе, показан-

ном на рис. 1 и 2, и влиять на результат, пока ещё не стала привычной в сообществе специалистов по переносам в плазме. Однако простые оценки (32)–(34) бесспорно доказывают необходимость аккуратного учёта обмена энергией плазмы с магнитным полем.

Приведём ещё одну оценку, позволяющую судить о скорости плазмы, необходимой для получения заметного эффекта при таком обмене, либо о перемещении, поскольку масштаб времени на рис. 1 и 2 известен.

Для замкнутого объема V с подвижной границей S справедливо равенство

$$\frac{d}{dt} \int_V f dV = \int_V \frac{\partial f}{\partial t} dV + \oint_S f \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S}, \quad (35)$$

которое доказывается прямым вычислением. Здесь $\mathbf{u}$ – скорость движения элемента поверхности S . Отсюда получим

$$\mu_0 \frac{d}{dt} \int_V w_m dV = \int_V \mathbf{B} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} dV + \frac{\mathbf{B}_0^2}{2} \frac{dV}{dt}, \quad (36)$$

где $\mathbf{B}_0^2$ соответствует среднему значению $\mathbf{B}^2$ на S и учтено, что dV/dt получается из (35) при $f = 1$.

Ясно, что последнее слагаемое в (36) даст результат, как в (34), при $\delta V/V = 10^{-2} \div 10^{-3}$. Другими словами, он достигается при изменении малого радиуса плазмы на $(0,1 \div 1)\%$.

Столь малые деформации плазмы едва ли можно заметить в реальном эксперименте, даже если и попытаться их измерить. В экспериментах, которые мы обсуждаем, такая задача даже не ставилась, потому что магнитная энергия и не рассматривалась как возможный участник процесса. Наши оценки показывают, что парадокс с тепловым импульсом, необъяснимый в рамках стандартной диффузионной модели, может быть следствием почти незаметных изменений формы плазмы и магнитного поля. Чтобы увидеть их связь с изменением давления плазмы, следует рассмотреть условия её равновесия в магнитном поле.

9. Оценки из условий равновесия плазмы

Выше шла речь о давлении p и магнитном поле $\mathbf{B}$, но они связаны уравнением равновесия (16) и не могут меняться независимо. Из (16) и (25) следует, что

$$\nabla \left(\mu_0 p + \frac{\mathbf{B}^2}{2} \right) = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}. \quad (37)$$

В общем случае (37) для тороидальной плазмы оказывается довольно сложным, но в цилиндрическом приближении (рис. 3) оно сводится к

$$\frac{d}{d\rho} \left(\mu_0 p + \frac{\mathbf{B}^2}{2} \right) = -\frac{B_\theta^2}{\rho}, \quad (38)$$

где B_θ – полоидальная компонента $\mathbf{B}$.

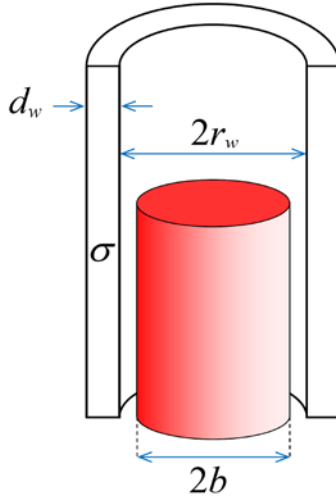


Рис. 3. Цилиндрическая модель. Плазма радиуса b и коаксиальная резистивная стенка радиусом r_w , однородной толщиной d_w с электрической проводимостью σ . Между плазмой и стенкой – вакуумный зазор

Прямой подстановкой можно убедиться, что с хорошей точностью (потому что в токамаках и стеллараторах $B_\theta^2 \ll \mathbf{B}^2$, а $\mathbf{B}^2$ при естественном $\beta \ll 1$ мало отличается от вакуумного значения) решение (38) даётся равенством

$$2\mu_0 p + \mathbf{B}^2 = \mathbf{B}_e^2 e^{-\alpha}, \quad (39)$$

где $\mathbf{B}_e$ обозначает магнитное поле на краю плазмы $r = b$, а

$$\alpha \equiv \int_b^r \frac{2 B_\theta^2}{r \mathbf{B}^2} dr. \quad (40)$$

При неизменных $\mathbf{B}_e^2$ и α уравнение (39) требует уменьшения $\mathbf{B}^2$ при увеличении p . Это именно то направление процесса, которое для нас является обнадеживающим.

Используя (39), получим для входящей в (31) величины

$$\varepsilon_t + \varepsilon_m = \frac{3p + \mathbf{B}^2 / \mu_0}{2} = \frac{\mathbf{B}_e^2 e^{-\alpha} + \mu_0 p}{2\mu_0}. \quad (41)$$

Это уравнение показывает, что при неизменном $\mathbf{B}_e^2 e^{-\alpha}$ общая запасённая энергия в области, где давление плазмы возрастает в ответ на охлаждение края, также должна возрастать. Локальное увеличение $\varepsilon_t + \varepsilon_m$ без источника возможно только из-за потока энергии снаружи. В нашем случае это означает перераспределение магнитной энергии, если мы отклоняем фантастические предположения о мгновенных скачках транспортных коэффициентов.

При $\mathbf{B}_e^2 e^{-\alpha} = \text{const}$ (это ещё предположение) $\delta(\varepsilon_t + \varepsilon_m)$ в 3 раза меньше, чем ε_t . Если бы это подтвердилось, то задача стала бы проще.

Можно легко убедиться, что α – малая величина:

$$\alpha \leq \frac{r^2 - b^2}{R^2 q_{\min}^2}, \quad (42)$$

где $q_{\min}$ – минимальное значение запаса устойчивости $q \equiv rB_t / (RB_0)$. Кажется, что этого ещё недостаточно, чтобы судить о поведении правой части (41), где $e^{-\alpha}$ умножается на большой множитель $\mathbf{B}_e^2$. Однако нас интересуют не абсолютные значения, а вариации величин. При их вычислении можно использовать условие $\partial\alpha/\partial t = 0$, возникающее из-за вмороженности магнитного поля в плазму при её быстрых движениях (подробнее см. в [3]). Оно, конечно, является приближённым, и нужно было бы выяснить, с какой точностью оно выполняется. Тем не менее оно позволяет заключить, что $|\delta\alpha| \ll |\alpha|$. Поскольку $|\alpha| \ll 1$, то, скорее всего (хотя это требует доказательства), для интересующих нас случаев мы получим $\mathbf{B}_e^2 |\delta\alpha| \ll \delta p$.

Из (41) следует, что на баланс энергии может очень сильно повлиять незначительное изменение $\mathbf{B}_e$ (которым мы только что пренебрегли в наших рассуждениях). В целом $\mathbf{B}_e$, конечно, определя-

ется токами в катушках тороидального и полоидального поля и током J в плазме, но вклад в $\mathbf{V}_e$ также дадут и токи, наведённые в стенке вакуумной камеры. На рис. 3 она показана как резистивная, потому что поток энергии через стенку может также повлиять на результат. Так как $\delta \mathbf{V}_e^2 = \mathbf{V}_e \delta \mathbf{V}_e$, необходима высокая точность в задании граничных условий, определяющих $\delta \mathbf{V}_e$.

Присутствие величины $\mathbf{V}_e^2$ в (39) и (41) указывает на связь нашей системы с внешними источниками. Задача упрощается, если процесс очень быстрый. Тогда стенка действует как идеальный проводник, препятствуя втеканию энергии извне или её вытеканию наружу, и система становится изолированной от внешнего мира. Но даже в этом простейшем случае она включает в себя не только плазму, но и вакуумный зазор плазма-стенка как дополнительный резервуар магнитной энергии. В задачу, поставленную на основе уравнения (1) или его следствий, он войдет через граничные условия, допускающие малые изменения объёма плазмы.

Итак, мы убедились, что уравнение равновесия, связывающее вариации давления и магнитного поля, подтверждает возможность именно такого обмена энергией, при котором часть магнитной энергии может превратиться в тепло в плазме. При этом мы также обнаружили, что решение будет существенно зависеть от граничных условий, что связано с «нелокальным» характером электромагнитного взаимодействия.

Наше рассмотрение не является полным, потому что уравнение (41), получено не для тороидальной плазмы, а для цилиндра. Приводимые здесь оценки следует поэтому воспринимать лишь как демонстрацию связи p и $\mathbf{V}^2$, которая предписывается уравнением равновесия (37). Однако справедливость выводов, сделанных на их основе, подтверждается более точными аналитическими вычислениями с учетом тороидальных эффектов [10].

Заключение

Отклик плазмы на тепловые импульсы в токамаках и стеллараторах, показанный на рис. 1 и 2, называют аномальным не только из-за «переворота» знака δT . Аномальными, то есть противоречащими предсказаниям привычной теории теплопереноса, являются скорость и нелокальный характер реакции плазмы на возмущения.

Локальным назвали бы такой перенос тепла, который можно было бы описать уравнением с коэффициентами, вычисленными в данной точке. Например, как (6) с заданным s . Вся тонкость это определения в том, что под заданным s обычно подразумевают $s = \text{const}$ в той области, где наблюдают рост температуры.

Мы убедились в том, что малого изменения магнитной энергии, как показано в (34), могло бы быть вполне достаточно, чтобы получить $\delta s > 0$ нужной амплитуды. Поскольку никаких других возможностей уравнение (6) не предоставляет, а предложенный механизм в высшей степени реалистичен и даже обязателен, то можно с уверенностью утверждать, что именно так и должно всё происходить. Стратегия решения неразрешимой ранее задачи становится ясной, а это уже успех. Оценка (34) показывает, что необходима высокая точность вычисления $\delta \mathbf{B}$, но это уже техническая проблема.

В обсуждаемых экспериментах вариации $\delta \mathbf{B}$ на уровне долей процента, разумеется, не бросались в глаза, поэтому и попыток измерений малого $\delta \mathbf{B}$ не делалось. Но именно с $\delta \mathbf{B} \neq 0$ вся мистика исчезает. Во-первых, не требуется ни баллистических скачков, ни поиска переносчика взаимодействия. Во-вторых, становится объяснимой почти мгновенная реакция центральной области на весьма удалённое возмущение. Если на краю плазменного шнура под действием пеллеты изменились токи, то быстрое изменение магнитного поля на конечном расстоянии – вполне естественное событие. Оно достигает центра с некоторой задержкой, потому что плазма как хороший проводник «противится» быстрому проникновению $\delta \mathbf{B}$ в центр. Оно было бы очень медленным из-за скин-эффекта, если бы плазма не могла двигаться. Но плазма не твёрдое тело, а подвижный газ. В токамаках и стеллараторах её масса ничтожна, поэтому достаточно малейшего нарушения баланса сил, чтобы она приобрела конечную скорость и пропустила возмущение внутрь.

Необходимость учёта малых перемещений плазмы – ещё один вывод из нашего анализа. Он привёл нас к совершенно иной постановке задачи, чем в привычных моделях, применяемых в теории переносов в плазме. Целесообразность подхода с учетом $\mathbf{v} \neq 0$ подтверждена в [11].

Полное решение задачи требует тороидальных расчётов с граничными условиями, учитывающими перераспределение магнитной энергии. Однако мы можем с уверенностью сказать, что «аномальный» нагрев плазмы в центре при её быстром охлаждении на

краю, как на рис. 1 и 2, связан именно с превращением магнитной энергии в тепло.

Автор благодарен С.В. Коновалову и Н.В. Иванову за поддержку, оказанную в Курчатовском институте, а также кафедре физики плазмы МИФИ. Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

Список литературы

1. Tamura N., et al. «Impact of nonlocal electron heat transport on the high temperature plasmas of LHD», Nucl. Fusion **47** (2007) 449.
2. Callen J. D. and Kissick M. W. «Evidence and concepts for non-local transport», Plasma Phys. Control. Fusion **39** (1997) B173.
3. Pustovitov V. D. «Nonlocal effects in energy balance in an equilibrium plasma during its fast heating/cooling in tokamaks and stellarators», Plasma Phys. Control. Fusion **54** (2012) 124036.
4. Hogewey G. M. D., et al. «Recording non-local temperature rise in the RTP tokamak», Plasma Phys. Control. Fusion **42** (2000) 1137.
5. Doyle E. J., et al. «Chapter 2: Plasma confinement and transport», Nucl. Fusion **47** (2007) S18.
6. Брагинский. С.И. Явления переноса в плазме, в сб. Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича, М.:Госатомиздат, 1963, т. 1, с. 183.
7. Helander P. and Sigmar D. J. «Collisional Transport in Magnetized Plasmas», Cambridge University Press, Cambridge (2002).
8. Pustovitov V. D. «Theoretical principles of the plasma-equilibrium control in stellarators», in Reviews of Plasma Physics, Ed. By B. B. Kadomtsev and V. D. Shafranov (Consultant Bureau, New York, 2000), Vol. 21, p. 1.
9. Hender T. C., et al. «Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions», Nucl. Fusion **47** (2007) S128.
10. Пустовитов В. Д. «Роль взаимодействия плазмы с магнитным полем в проблеме «потерянной мощности» // Физика плазмы. **37** (2011) 128.
11. Sattin F. and Escande D. F. «Alfvénic Propagation: A Key to Nonlocal Effects in Magnetized Plasmas», Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 095003.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ. ОБЗОР НЕКОТОРЫХ ПРОБЛЕМ

Ю.В. Мартыненко

1. Модификация поверхности при воздействии плазмы

Здесь рассмотрены процессы общие для разных видов воздействия плазмы на поверхность твёрдого тела, но наибольшее внимание уделено воздействию плазмы на материалы токамаков во время нормальных режимов их работы.

Воздействие плазмы на поверхность твёрдых тел приводит к модификации поверхности и приповерхностных слоёв. В основном это является следствием ионной бомбардировки [1]. Именно ускоренные ионы создают радиационные дефекты, приводящие к образованию дислокаций в приповерхностном слое металла, а в полупроводниках приводят к аморфизации. Аморфизация чистых металлов при ионном облучении невозможна из-за большой подвижности в них дефектов. Для аморфизации металлов нужны определённые стабилизирующие примеси. Однако если металл имеет две или более кристаллических модификации, то при облучении, как правило, происходит переход в модификацию, характерную для более высоких температур. Еще большие изменения происходят при ионной бомбардировке многокомпонентных мишеней. Ответственным за эти изменения является целый комплекс процессов: селективное распыление компонент, ионное перемешивание, взаимная диффузия компонент (термическая и радиационно стимулированная) сегрегация, образование новых фаз.

Ионное распыление – причина протравливания границ зёрен вследствие большего распыления нарушенной кристаллической решетки в этих местах и зависимости коэффициента распыления от угла падения на поверхность [2].

Кроме того, под действием ионной бомбардировки при некоторых условиях на поверхности образуются конусы, вис커сы (усы, *англ.*) и гребни, другими словами, образуется развитый рельеф. Конусы образуются при облучении ионами с энергией от ~100 эВ на поверхности как металлов, так и полупроводников и диэлектриков. Необходимым условием образования конусов, согласно [3], являет-

ся присутствие примесей тяжёлых элементов на поверхности. Отдельные конусы появляются уже при дозе $\sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$, их высота и плотность растут с увеличением дозы. В ряде случаев при дозе $\sim 10^{22} \text{ см}^{-2}$ поверхность сплошь покрыта конусами высотой $\sim 10 \text{ мкм}$.

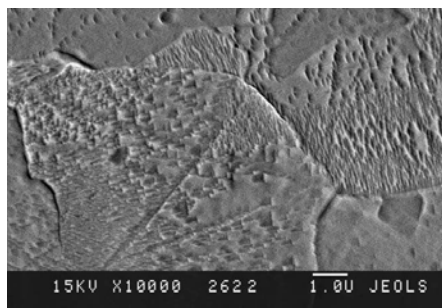


Рис. 1. Поверхность молибдена после распыления ионами Ar^+ с энергией 300 эВ

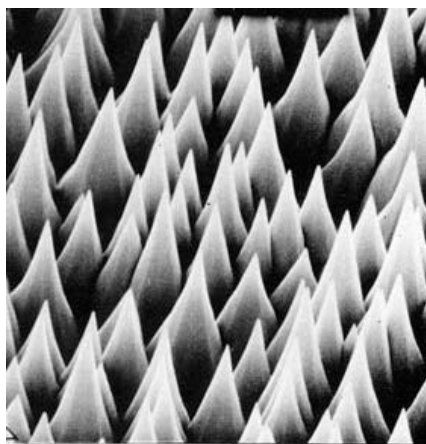


Рис. 2. Конусы на поверхности грани (001) монокристалла меди с осаждёнными атомами Ti после облучения ионами аргона (40 кэВ, $2 \times 10^{21} \text{ ион/см}^2$)

Существует две точки зрения на механизм образования конусов. Согласно [4] конусы и вообще развитие рельефа на поверхности есть следствие зависимости коэффициента распыления Y от угла

падения ионов на мишень θ . При зависимости $Y(\theta)$, имеющей минимум при $\theta = 0$ и максимум при $\theta_m \approx 50 \div 80^\circ$ (θ_m убывает при уменьшении энергии ионов), наиболее вероятно формирование рельефа с преимущественными наклонами поверхности соответствующими минимуму $S(\theta = 0)$ и максимуму $S(\theta_m)$. Действительно, угол при вершине конуса, как правило, близок к $(\pi - 2\theta_m)$. Согласно другой точке зрения [3] конусы растут за счёт миграции атомов по поверхности к некоторым затравочным центрам, которыми могут служить примеси. Висеры, по-видимому, тоже не что иное, как кристаллы, образовавшиеся на поверхности за счёт радиационно стимулированного роста. Наиболее вероятно, что на ранней (до ~ 1 мкм) стадии развития конусов преобладает механизм роста конусов, а на поздней – механизм распыления. Для более подробного ознакомления с закономерностями образования рельефа поверхности при ионной бомбардировке рекомендуем обзор [3].



Рис. 3. Висеры на вольфраме с напылённой медью [3]

Уместно отметить, что поверхность, сплошь покрытая конусами, имеет меньший коэффициент распыления вследствие осаждения продуктов распыления на боковых поверхностях конусов. Этот факт был использован в проекте токамака UWMAK [5], где предлагалась стенка токамака с сотовой структурой. Такая стенка может иметь меньший коэффициент распыления, поскольку распылённые атомы оседают на боковых стенках сот.

Изменение поверхности при облучении материала ускоренными ионами связано также с внедрением ионов в мишень. На этом основана ионная имплантация, позволяющая изменять химический состав поверхностных слоев и создавать сложные материалы, часто трудно получаемые обычными методами. Ионная имплантация полупроводников позволяет менять тип проводимости в поверхностном слое и создавать p - n переходы [6]. Ионная имплантация металлов позволяет упрочнять поверхность, улучшать её трибологические и коррозионностойкие свойства [7]. Характерно, что ионная имплантация модифицирует поверхностные слои на глубину, значительно превышающую проективный пробег ионов. Развитая дислокационная структура при имплантации ионов с энергией от нескольких сот электронвольт простирается до глубины несколько десятков (иногда до сотни) микрон [8]. При больших плотностях тока глубина проникновения ионов может в несколько раз (иногда на порядок) превышать проективный пробег ионов. Эти явления, получившие название эффекта дальнего действия, объясняются несколькими механизмами [8].

Для термоядерных реакторов наибольший интерес представляет внедрение ионов газов в металлы. На поверхности, облученной ионами H^+ , D^+ , He^+ , образуются пузыри (блистеры) (рис. 4) [9].

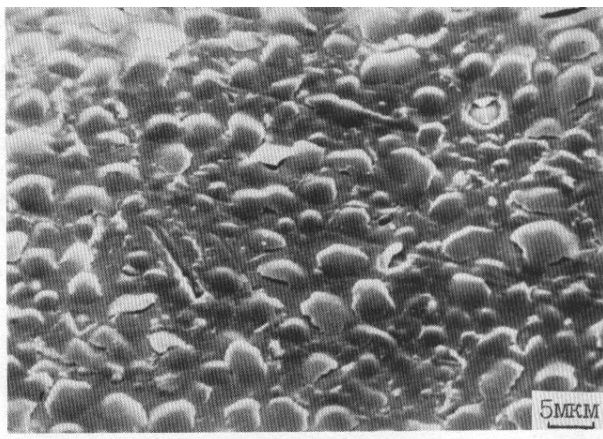


Рис. 4. Блистеры на поверхности ванадия, облучённого ионами He^+ с энергией 10 кэВ дозой $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$

Блистеры (пузыри) возникают при облучении ионами газов после накопления некоторой критической концентрации внедрённых атомов плохо растворимого газа, то есть при некоторой критической дозе облучения $D_{кр}$, которая растёт с ростом энергии ионов, меняясь для гелия в пределах $D_{кр} = 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-2}$ при изменении энергии от 1 кэВ до ~ 1000 кэВ. При увеличении дозы блистеры вскрываются и их крышки удаляются. Для водорода критическая концентрация и доза больше, чем для гелия, поскольку водород лучше растворим в металлах. В некоторых случаях (обычно при повышенных температурах и энергиях) вместо или наряду с образованием блистеров происходит отшелушивание (флекинг) поверхностного слоя (рис. 5).

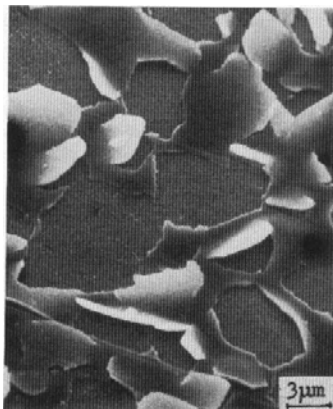


Рис. 5. Отшелушивание поверхности нержавеющей стали, облучённой ионами He^+ при температуре 200°C с энергией 10 кэВ дозой $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$

Это ещё один механизм эрозии поверхности при ионной бомбардировке. При больших дозах облучения блистеры следующего поколения образуются внутри вскрывшихся блистеров предыдущего поколения. В конце этого процесса образуется пористая поверхность, в дальнейшем не подверженная блистерингу.

Внедрённый газ выделяется через поры и не образует пузырьков. Таким образом, при больших дозах ($10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-2}$) блистеринг прекращается. Образование блистеров обусловлено скоплением атомов гелия (или водорода) в пузырях с большим давлением, ко-

торое выдавливает крышку блистера. Отшелушивание поверхностного слоя происходит в результате внутреннего бокового напряжения, в поверхностном слое, обусловленном внедрёнными атомами газа. При облучении ионами тяжёлых газов плохо растворимых газов Ag, Kг, Хе блистеры не образуются, поскольку сильное распыление поверхности приводит к её движению и не позволяет накопиться критической концентрации внедрённых атомов. Для более подробного ознакомления с блистерингом рекомендуем обзор [9].

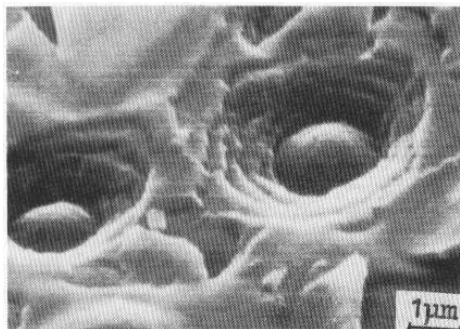


Рис. 6. Поверхность хромо-никелевого сплава, облучённого ионами He^+ дозой $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$

При малых энергиях ионов гелия и высоких температурах металла на поверхности образуется развитая наноструктура похожая на пух (в английской литературе «fuzz»). Так на вольфраме в интервале температур 1000–2000 К при облучении в гелиевой плазме образуется структура, состоящая из волосков диаметром $\sim 20 \text{ нм}$ [10].

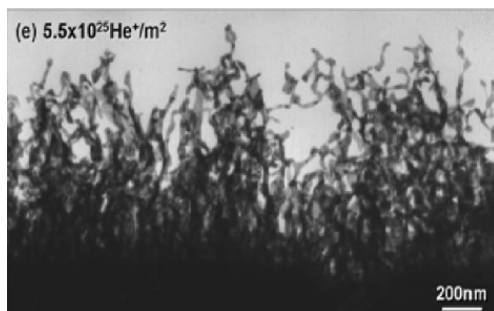


Рис. 7. «Пух» на поверхности вольфрама при дозе He^+ $5,5 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-2}$ [11]

Такая же структура наблюдалась и на молибдене. Для образования пуха необходимо облучение вольфрама ионами He^+ с энергией более 20–30 эВ при температуре вольфрама в интервале 1000 – 2000 К [10]. Толщина слоя «пуха» растёт со временем пропорционально $t^{1/2}$ и при плотностях ионного тока 10^{18} – 10^{19} $\text{He}/\text{см}^2\text{с}$, за время $t \sim 10^4$ с образуется слой «пуха» ~ 5 мкм [4]. В предположении диффузионного роста толщины слоя пуха $h = (2D_{\text{эф}}t)^{1/2}$, эффективный коэффициент диффузии равен $D_{\text{эф}} = D_0 \exp(-E_{\text{эф}}/T)$, где энергия активации $E_{\text{эф}} = 0,7$ эВ, а предэкспоненциальный множитель $D_0 \approx 10^{-8}$ $\text{см}^2/\text{с}$ [12].

Такая наноструктура имеет ряд положительных качеств, среди которых – меньший коэффициент распыления (так же, как при распылении поверхности покрытой конусами распылённые атомы переосаждаются на боковых поверхностях волосков) и большое тепловое излучение (практически как у абсолютно чёрного тела), снижающее температуру поверхности при тепловых нагрузках и повышающее стойкость поверхности к тепловым нагрузкам [11].

В то же время на такой поверхности лучше развиваются дуги [13], а продуктами эрозии могут быть волоски «пуха» – наиболее опасная пыль наноразмеров.

Относительно механизма образования пуха существует две модели, объясняющие появление наноразмерных волосков. Первая модель рассматривает волоски как «вязкие пальцы», растущие в результате градиента напряжения, обусловленного давлением в гелиевых пузырьках, находящихся в волосках [14]. Вторая модель [15] объясняет образование «пуха» на поверхности вольфрама при облучении его в гелиевой плазме ростом волосков «пуха» из адатомов, образующихся при бомбардировке ионами гелия. Порог энергии ионов He^+ для образования адатомов приблизительно в три раза меньше порога распыления и соответствует порогу образования пуха. Кроме образования адатомов, роль облучения ионами гелия заключается в образовании «рваной» поверхности, возникающей при разрыве гелиевых пузырьков, что способствует зарождению кластеров, служащих зародышами для волосков, растущих из адатомов и формирующих структуру пуха.

До начала роста структуры пуха поверхность становится изъязвленной, а приповерхностный слой становится пористым запол-

ненным гелиевыми пузырьками [16]. При увеличении дозы облучения толщина пористого слоя растёт и намного превышает глубину проникновения ионов гелия. Согласно [17] пузырьки движутся вглубь под действием градиента давления, создаваемого в слое гелиевыми пузырьками с большим давлением – это один из механизмов эффекта дальнего действия [8]. Такой пористый слой имеет плохую теплопроводность и может приводить к перегреву поверхности, в особенности при быстрых процессах (ЭЛМы, срывы плазмы). Интересно, что при быстрых процессах структура пуха исчезает как вследствие разрушения, так и вследствие разравнивания при переплавлении. В то же время быстрые процессы приводят к значительному расширению пористого слоя вглубь в результате термофореза – движения пузырьков газа под действием градиента температуры [17].

2. Продукты эрозии в токамаках

В настоящее время, когда идут работы по международному экспериментальному реактору ИТЭР [18], стало понятно, что пыль и наноструктурные продукты эрозии материалов токамака имеют ключевое значение для термоядерного реактора. Мы ограничимся термоядерным реактором на основе токамака, поскольку это направление сейчас наиболее продвинуто, а также поскольку исследования пыли и наноструктурированных плёнок проводятся в основном в токамаках или в имитационных экспериментах ориентированных на процессы в токамаках [19]. Хотя пыль и наноструктурные плёнки – это разные объекты, но во многом их роль одинакова, поэтому для краткости мы будем пользоваться единым термином – наноструктуры. Наноструктуры, образующиеся в токамаке, играют в основном отрицательную роль, хотя в последнее время появились работы, где предлагается использовать пыль в помощь работе установки.

В первую очередь наноструктуры представляют проблему в связи с накоплением трития в реакторе, поскольку пыль и плёнки накапливают тритий, что является проблемой и для безопасности реактора (ввиду радиоактивности трития), и для экономичности реактора (ввиду высокой стоимости трития (1 кг трития стоит ~ 10 млн дол.). По проекту ИТЭР в токамаке не должно накапливаться более 300 г трития.

Во-вторых, поверхность с сильно развитой фрактальной структурой и высокой температурой представляет опасность при инцидентах с прорывом воды в камеру реактора как катализатор для разложения воды и образования взрывоопасного количества водорода. В проекте ИТЭР предел углеродной пыли с температурой $> 300\text{ }^{\circ}\text{C}$ в реакторе по требованию химической активности составляет 6 кг, а предел вольфрамовой пыли по требованию радиационной безопасности – 350 кг.

Образование пыли происходит при быстрых процессах (краевые локализованные неустойчивости – ЭЛМы, срывы) в результате хрупкого разрушения материалов при импульсных тепловых нагрузках и разбрызгивании расплавленного металла.

Распылённые и испаренные атомы оседают в определённых местах токамака и образуют плёнки, которые при определённых условиях приобретают развитую наноструктуру.

Продукты эрозии, возникая в одних частях токамака, переносятся и оседают в других частях. Общими закономерностями переноса продуктов эрозии являются:

- 1) перенос вдоль силовых линий магнитного поля и оседание в диверторе;
- 2) оседание на наиболее холодных поверхностях, в частности, в нижней части дивертора;
- 3) перенос продуктов эрозии с внешней части токамака на внутреннюю.

2.1. Пыль

Из сказанного видно, что, помимо материала, из которого образуется пыль, наибольшее значение имеет размер пылинок.

Распределение частиц пыли, собранной в токамаках, по размерам имеет вид либо подобия гауссовского распределения (рис. 8), либо степенной спадающей функции с показателем степени, близким к 2.2 (рис. 9). Вид распределения зависит от места сбора пыли, а возможно и от метода сбора и счёта частиц. Частицы субмикронной фракции объединяются в агломераты (рис. 10), и при счёте частиц агломерат может быть идентифицирован как одна частица. Однако во всех случаях основная часть пыли, собранной в токамаках, имеет наноразмеры.

Структурный анализ больших агломератов показывает, что они состоят из меньших агломератов. При этом обнаружены два домини-

нирующих размера 6 и 25–30 нм. Агломераты могут объединяться в более крупные, при этом образуется фрактальная структура.

Химический анализ пыли показывает присутствие не только элементов деталей, подверженных воздействию ELM, например, графитовой диафрагмы в Т-10, но и элементов других деталей токамака. В TEXTOR, кроме углерода, в пыли присутствует железо (15–20 % пыли проявляет ферромагнитные свойства), бор, поскольку камера боронизирована, и другие элементы.

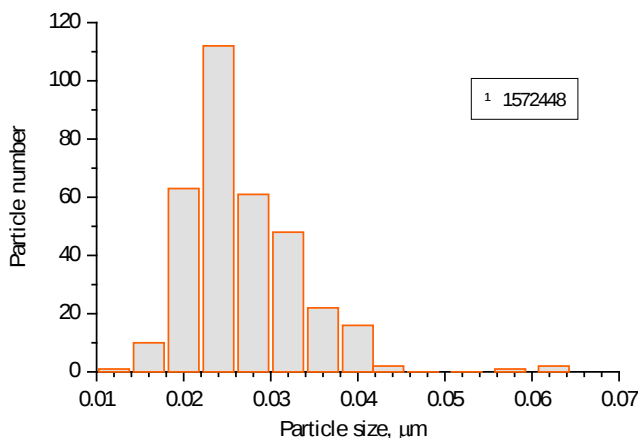


Рис. 8. Пыль, собранная в токамаке Т-10

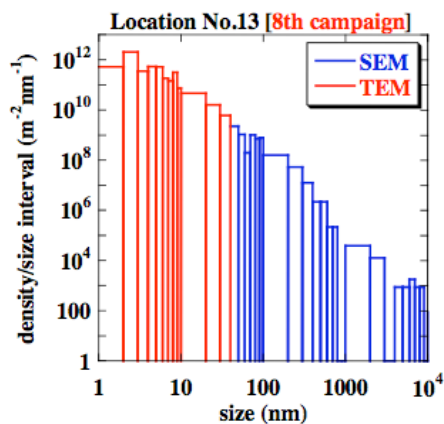


Рис.9. Пыль, собранная в JT-60

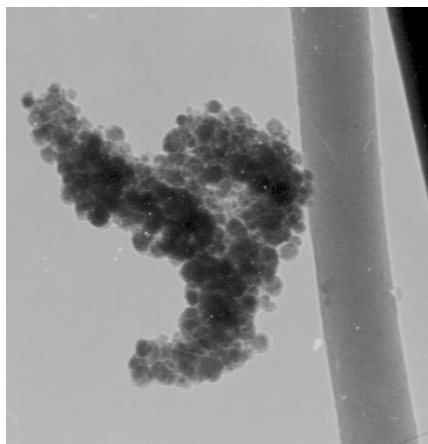


Рис. 10. Агломерат частиц пыли, собранной в Т-10

При моделировании быстрых процессов на импульсном плазменном ускорителе КСПУ [19] наблюдался выброс капель с поверхности расплавленного вольфрама. Размер капель (рис. 11) достигал 60 мкм, с максимумом распределения при 30 мкм. Следует отметить, что в этой работе не фиксировались капли размером меньше 5 мкм. Кроме того, мелкие капли испаряются, пролетая поток плазмы КСПУ.

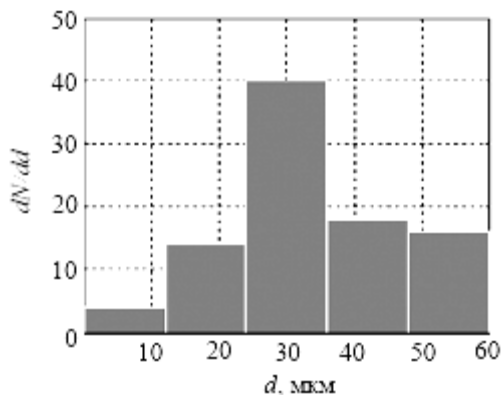


Рис. 11. Распределение капель вольфрама по размеру для нормального падения потока плазмы КСПУ при тепловой нагрузке $Q = 1,6 \text{ МДж/м}^2$, длительность импульса 0,5 мс [20]

Однако в более ранних работах [21], выполненных также в ТРИНИТИ, но на другом плазменном ускорителе МКТ ($Q = 0,3 \text{ МДЖ/м}^2$, $\tau = 60 \text{ мкс}$), была также обнаружена капельная эрозия вольфрама, но размер капель был $d < 1 \text{ мкм}$, а распределение капель по размерам было такое же, как на рис. 9. По-видимому, в токамаках может присутствовать как субмикронная фракция пыли, так и фракция размером в десятки микрон. Образование частиц пыли этих двух видов происходит по разным механизмам [22].

Содержание водорода в пыли не велико. Для графитовой пыли $D/C < 1 \%$, а для вольфрамовой пыли D/W ещё меньше.

Пыль, попадающая в плазму, испаряется, образуя частицы меньшего размера и пар, которые оседают на поверхностях, обращенных к плазме. Пыль влияет на работу токамака: охлаждает плазму, попадая в центральную часть, за счёт излучения тяжёлых примесей;

2) инициирует малые вихри (blobs) в периферийной плазме, тем самым, опять же способствует охлаждению плазмы и возникновению ELM; однако в последнее время появились идеи стабилизации разряда за счёт инжекции пыли.

Влияние пыли на работу токамака проявляется в случае мобилизации пыли во время разряда. Мелкие частицы пыли имеют достаточно хорошую адгезию и не мобилизуются при нормальных разрядах и быстрых процессах [23], а крупные частицы (больше $\sim 1 \text{ мкм}$) могут мобилизоваться в результате термонапряжений при быстрых процессах.

Имеются работы, где предлагается инжектировать пылевые частицы в дивертор, в котором мощность плазменных потоков должна приниматься струёй пыли [24]. При этом наряду с ролью дивертора пыль будет играть роль модератора ELM и стабилизатора разряда [25].

2.2. Плёнки, осаждаемые в термоядерных установках

Наибольшим разнообразием обладают углеродные плёнки, осаждаемые в токамаках с графитовым дивертором или диафрагмой. Эти плёнки наиболее хорошо изучены. Классифицируют две основные структуры осаждённых углеродных плёнок: гранулированные («мягкие») (рис. 12) и гладкие («твёрдые») (рис. 13), хотя детальное изучение показывает также наличие переходных структур – гладких плёнок с островками неоднородностей – гранулами.

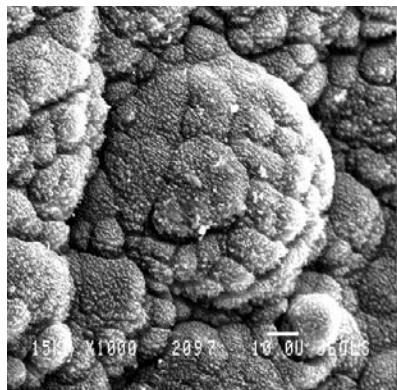


Рис. 12. Глобулярная плёнка вблизи диафрагмы, пористая, режим – нагрев лимитера до 2000 °С



Рис. 13. Слоистая плёнка вдали от лимитера, режим – без перегрева лимитера

Плёнки разных типов образуются в зависимости от условий осаждения: режима разряда, места осаждения, материала, на который они осаждаются, от температуры поверхности. В токамаке Т-10 прослежено образование плёнок разного типа в зависимости от места осаждения и режима разряда. Плёнки собирались после серии многих разрядов. Токамак Т-10 [25] имеет тороидальную камеру круглого сечения, изготовленную из нержавеющей стали, большой/малый радиус 1,5/0,41 м, тороидальное магнитное поле до

3 Тл, ток плазмы до 0,5 МА, длительность разряда до 1 с, рабочий газ – дейтерий. Чтобы ограничить контакт горячей плазмы с камерой токамака, используется графитовый выдвижной лимитер, устанавливаемый на малом радиусе 0,3 м.

Вдали от лимитера при режимах разряда без перегрева лимитера ($T = 200\text{ }^{\circ}\text{C}$) на стенке образуется гладкая слоистая плёнка (рис. 13), вблизи лимитера, но без его перегрева образуется глобулярная плёнка (рис. 14), состоящая из более мелких глобул, рельеф плёнки напоминает булыжную мостовую, пор в этой структуре не видно, и, наконец, плёнка, осажденная вблизи лимитера в режиме с нагревом лимитера до $2000\text{ }^{\circ}\text{C}$, пористая и имеет вид цветной капусты (см. рис. 12).

Плёнки с развитой топографией наблюдались также в токамаках Т-10, JT-60U, TEXTOR, JET, стеллараторе LHD, в линейной плазменной установке NAGDIS-II и других термоядерных установках. Наблюдались плёнки нескольких разновидностей: глобулярная, типа «цветная капуста», овоидальная, стратифицированная, колоннообразная.

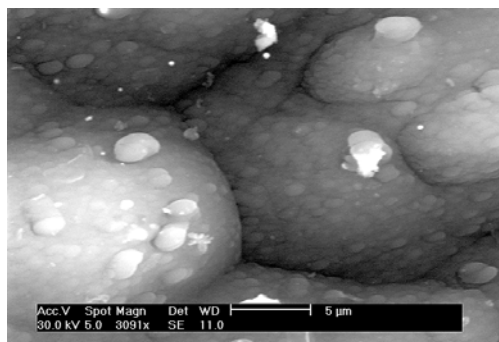


Рис. 13. Глобулярная плёнка вблизи диафрагмы, иерархия глобул

В большинстве случаев плёнки с развитым рельефом имеют несколько иерархических уровней гранул. Крупные гранулы состоят из более мелких элементов, которые в свою очередь состоят из ещё более мелких элементов. При этом число гранул $N(r)$ в зависимости от их радиуса r имеет вид $N_i(r) \sim r_i^{-D}$,

где D – фрактальная размерность, $-D = \partial \log N_i / \partial \log r_i$. Для пленки из токамака Т-10, как и для большинства исследованных плёнок, фрактальная размерность составляет $D = 2,2$. Принципиален вопрос, какой же минимальный размер гранул во фрактальной структуре плёнок, поскольку, именно минимальный размер гранул определяет удельную поверхность плёнок SSA (Specific Surface Area), и, следовательно, их адсорбционную способность и химическую активность. Удельная поверхность фрактальной поверхности с распределением гранул по размерам $N_i(r) \sim r_i^{-D}$ равна

$$SSA = S_0 / \rho V = \int Ar^{-\alpha} 4\pi a_0^2 \left(\frac{r}{a_0} \right)^D dr / \rho \int Ar^{-\alpha} \frac{4}{3} \pi a_0^3 \left(\frac{r}{a_0} \right)^D dr = \frac{3}{\rho a_0},$$

где a_0 – минимальный размер кластера в иерархии, ρ – плотность материала плёнки.

Минимальный размер структур плёнок в Т-10, обнаруженный сканирующей зондовой микроскопией, ~ 15 нм, что соответствует $SSA \approx 170$ м²/г для углерода и ~ 16 м²/г для вольфрама. Измеренная удельная поверхность для углеводородной плёнки, извлечённой из токамака TOR SUPRA, составляет $SSA = 180$ м²/г. Из соображений сглаживания неровности за счёт диффузии атомов можно получить минимальный размер гранулы $r_{\min} = 2\sigma a^3/T$, где T – температура поверхности, a – атомный размер, σ – поверхностное натяжение.

Следует отметить, что на начальной стадии осаждения все плёнки гладкие. Глобулярные плёнки с развитой поверхностью образуются после достижения определённой толщины. Скорость роста плёнок в токамаках с дивертором составляет величину в пределах от 1,5 до 12 нм/с [27]. В токамаке Т-10 с лимитером за 1000 с образовывались плёнки толщиной до 100 мкм. В углеродных плёнках накопление водорода значительно больше, чем в вольфрамовых. Накопление водорода в углеродных плёнках неприемлемо для работы ИТЭР в режиме с тритием. Поэтому сейчас принято решение строить ИТЭР сразу в полностью вольфрамовым дивертером, без графитовых частей. В то же время накоплено значительное количество знаний о накоплении водорода в углеродных плёнках.

Исследование отношения D/C в плёнках, собранных в разных местах дивертора токамака JET, также показали, что максимальное отношение D/C , достигающее значения 0,8–0,9, наблюдается в на-

и более холодной нижней части дивертора. В более горячих местах дивертора, на которые приходится поток плазмы, отношение $D/C = 0,1 \div 0,2$.

Исследования распределений водорода в углеродных плёнках показали:

1) водород в гладких плёнках равномерно распределён по толщине плёнки, что указывает на накопление водорода в результате соосаждения углерода и водорода, а не в результате адсорбции или внедрения бомбардирующих ионов. Это объясняет отсутствие насыщения при накоплении трития в современных токамаках;

2) в глобулярных плёнках концентрация водорода у поверхности меньше, чем на глубине, что обусловлено десорбцией водорода с развитой поверхности.

Заключение

Здесь были представлены основные закономерности модификации поверхности и характеристик продуктов эрозии токамаков. В реальных условиях токамаков всё может быть сложнее. Возникают синергетические эффекты. В частности, когда ионное облучение сопровождается электронной бомбардировкой, может меняться поверхностный слой мишени. А осаждение плёнок с сопутствующим электронным облучением меняет свойства плёнок [28]. Очень сильно модифицируется поверхность при быстрых процессах, когда под действием мощного импульса плазмы поверхность растрескивается или плавится, а расплав растекается и разбрызгивается.

Список литературы

1. Мартыненко Ю.В.. Распыление и изменение поверхности под действием ионной бомбардировки // Изв. РАН, сер. Физ. 1996, № 7, с. 20–43.
2. Московкин П.Г., Мартыненко Ю.В. Ионное травление выходов дислокаций на поверхность. Поверхность. 1997, вып. 10, с. 50–53.
3. Беграмбеков Л.Б. Эрозия и трансформация поверхности при ионной бомбардировке // Итоги науки и техники. Пучки заряженных частиц и твердое тело. ВИНТИ. Москва. 1993, т. 7, с. 4.
4. Carter G., Colligon J. S. and Nobes M. J. Rad. Effects **31** (1977) 65.

5. Kulcinski G.L. et al. «UWMAK-I, A Wisconsin Toroidal Fusion Reactor Design» Nucl. Engineering Department Report UWFD-68 (v.I 1973) and (V.II 1974). The university of Wisconsin, Madison.

6. Гусева М.И. Ионная имплантация в полупроводниковые материалы // Итоги науки и техники. Сер. Физические основы лазерной и пучковой технологии. 1989, т. 5, с. 5–54.

7. Гусева М.И. Ионная имплантация в неполупроводниковые материалы // Итоги науки и техники. Сер. Физические основы лазерной и пучковой технологии. 1989, т. 5, с. 55.

8. Мартыненко Ю.В. Эффекты дальнего действия при ионной бомбардировке // Итоги науки и техники, сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело, 1993, т. 7, с. 82–112.

9. Гусева М.И., Мартыненко Ю.В. Радиационный блистеринг // УФН, 1981, т. 135, № 4, с. 671–691.

10. Takamura S., Ohno N., Nishijima D., et al. // Plasma Fusion Res. 2006.V. 1.P. 51.

11. Kajita S., Sakaguchi W., Ohno N., Yoshida N., Saeki T. // Nucl. Fusion. 2009.V.48.095005.

12. Baldwin M., Doerner R. // Nucl. Fusion. 2008.V.48. 035001.

13. Doerner R.P., Baldwin M.J., Stangeby P // 14 th ITPA Seaul/ 2010 V. 10. P 18-21.

14. Krashennnikov S.I. Viscoelastic model of tungsten «fuzz» growth. Phys. Scr. T145(2011) 014040(4pp).

15. Мартыненко Ю.В., Нагель М.Ю. Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама // Физика плазмы, 2012, т. 38, № 12, с. 1082–1086.

16. Takamura S. Initial Stage of Fiber-Form Nanostructure Growth on Refractory Metal Surfaces with Helium Plasma Irradiation Plasma and Fusion Research/ V. 9, 1302007 (2014) Letters. http://www.jspf.or.jp/PFR/PFR_articles/pfr2014/pfr2014_09-1302007.html

17. Крашенинников С.И., Смирнов Р.Д., He clusters dynamic in tungsten in the presence of cluster induced He traps. XVIII конференция «Взаимодействие плазмы с поверхностью». НИЯУ МИФИ, 5–6 февраля 2015 г. plasma.mephi.ru/psi

18. ITER Physics Basis. Nucl. Fusion. 1999. vol. 39. p. 2137.

19. Крауз В.И., Мартыненко Ю.В., Свечников Н.Ю., Смирнов В.П., Станкевич В.Г., Химченко Л.Н. Наноструктуры в установках управляемого термоядерного синтеза // УФН 180 1055–1080 (2010).

20. Климов Н.С., Подковыров В.Л., Житлухин А.М., Сафонов В.М., Коваленко Д.В., Москачёва А.А., Позняк И.М. Разбрызгивание вольфрама при воздействии интенсивного потока плазмы // ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 2009, № 2, с. 52.

21. Гусева М.И., Гуреев В.М., Домантовский А.Г., Мартыненко Ю.В., Московкин П.Г., Столярова В.Г., Струнников В.М., Пляшкевич Л.Н., Васильев В.И. Эрозия поверхности вольфрама и морфология продуктов эрозии, в экспериментах моделирующих срыв плазма // ЖТФ, 2002, т. 72, № 7. с. 40–51.

22. Мартыненко Ю.В. Движение расплавленного слоя металла и капельная эрозия при воздействии плазменных потоков характерных для переходных режимов ИТЭР // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 2, с. 53–59.

23. Мартыненко Ю.В., Нагель М.Ю. Мобилизация пыли и отрыв плёнок, образующихся из продуктов эрозии в токамаках // Физика плазмы, 2012, т. 38, № 4, с. 3118–3122.

24. Муравьёв Е.В. // ВАНТ, термоядерный синтез, 1981, вып. 1(7), с. 85–92.

25. Ohno N., Yoshimi M., Tokitani M., Takamura S., Tokunag K. and Yoshid N. Spherical cauliflower-like carbon dust formed by interaction between deuterium plasma and graphite target and its internal structure. Journal of Nuclear Materials, Volumes 390-391, 15 June 2009, P. 61-64.

26. Alikaev V.V. et al., Plasma Phys. Control. Fusion 30, 381 (198)

27. G. Federici, et al., Nuclear Fusion, 41, 12R (2001).

28. Мартыненко Ю.В., Коршунов С.Н., Белова Н.Е., Скорлупин И.Д. Выделение алмазоподобной пленки на поверхность никеля при ионной имплантации углерода с одновременным облучением электронами. // Письма в ЖТФ, 2013, т. 97, вып. 10, с. 675–681.

УДЕРЖАНИЕ ДЕЙТЕРИЯ В РАДИАЦИОННО-ПОВРЕЖДЕННОМ ВОЛЬФРАМЕ

В.Х. Алимов

На сегодняшний день уменьшение содержания трития в материалах термоядерных реакторов – одно из основных требований к материалам, контактирующим с термоядерной плазмой [1], [2]. Благодаря незначительному коэффициенту физического распыления и высокой температуре плавления вольфрам (W) рассматривается в качестве приоритетного материала плазмоконтактирующих элементов будущих термоядерных реакторов. При горении термоядерной плазмы эти вольфрамовые элементы будут подвергаться воздействию интенсивных потоков ускоренных частиц дейтерия (D), трития (T), гелия (He), а также нейтронов (n) с энергией 14 МэВ, возникающих в процессе реакции D–T-синтеза.

Становится очевидным, что исследование накопления изотопов водорода в вольфрамовых материалах при синергетическом воздействии энергетических частиц изотопов водорода и гелия совместно с термоядерными нейтронами представляет особенный интерес для оценки содержания радиоактивного трития в элементах реактора и расчёта дейтерий-тритиевого рециклинга. Известно, что облучение нейтронами создаёт в решётке вольфрама радиационно-индуцированные повреждения, а именно: смещения атомов, приводящие к формированию дефектов, способных захватывать и удерживать изотопы водорода. Такими дефектами являются вакансии и вакансионные кластеры, а также дефекты дислокационного типа [3, 4]. Кроме того, облучение вольфрама термоядерными нейтронами приводит к трансмутационным эффектам – появлению радиоактивных изотопов вольфрама и рения. Появление рения в вольфрамовой матрице меняет механические свойства вольфрама и влияет на накопление изотопов водорода при воздействии водородной плазмы с высоким (свыше 10^{21} ионов/м²с) значением потока ионов [5].

Отметим, что для вольфрамовых элементов дивертора реактора ИТЭР расчётный уровень нейтронно-индуцированных повреждений, достигаемых за весь срок эксплуатации, составляет около 0,7 смещения на атом (сна) [4], при этом расчёт производился с

использованием величины пороговой энергии смещения $E_d = 38$ эВ. Для реактора ДЕМО скорость наработки повреждений в вольфрамовой облицовке первой стенки уже оценивается в 20–40 сна за один эксплуатационный год [6].

Следует отметить, что в настоящее время при расчёте уровня повреждений в вольфраме используется величина $E_d = 90$ эВ как наиболее корректная [7, 8]. Неопределённость в определении величины E_d влияет только на количество рассчитываемых смещений на атом, но не на распределение повреждений по глубине материала.

Наилучшим способом исследовать влияние нейтронно-индуцированных дефектов на накопление изотопов водорода в вольфрамовых материалах было бы использование источника термоядерных нейтронов для облучения исследуемого материала, однако в настоящее время такого источника не существует. Другой возможностью генерирования нейтронно-индуцированных дефектов является использование быстрых нейтронов с энергией свыше 0,1 МэВ, генерируемых в ядерных реакторах деления [9, 10], однако вследствие невысокой скорости радиационного повреждения и наведения радиоактивности образцов такая возможность представляется трудновыполнимой.

Один из способов исследования влияния радиационно-индуцированных дефектов на накопление водорода в вольфраме – генерация каскадов смещений при облучении ионами H, Si, Fe, W с энергиями от сотен кэВ до 20 МэВ. Было показано, что эти ионно-индуцированные дефекты значительно увеличивают содержание дейтерия, вводимого в радиационно-поврежденный вольфрам при последующем ионном или плазменном облучении, а также при выдержке в атмосфере газообразного дейтерия [11–22]. Стоит отметить, что структура радиационных дефектов, генерируемых тяжёлыми ионами с энергией в несколько МэВ, схожа со структурой нейтронно-индуцированных дефектов [23]. Как для облучения термоядерными нейтронами, так и для облучения ионами вольфрама с энергией 20 МэВ/В энергетическое распределение первичных смещённых атомов имеет максимум при высоких энергиях, и при этом создаются плотные каскады соударений [24]. Однако необходимо отметить, что дефекты, создаваемые тяжёлыми ионами, концентрируются в узком подповерхностном слое, тогда как налетающие нейтроны генерируют дефекты практически по всей толщине материала.

1. Зависимость концентрации дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения, от уровня повреждения

Зависимость концентрации дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения, C_D^{damage} , от уровня повреждения (выраженного в смещениях на атом) изучалась в работах [12, 13, 15, 20–22]. В вольфраме, предварительно облучённом (или, другими словами, повреждённом) при 300 К ионами Si с энергией 12 МэВ/Si и затем облучённом при 473 и 773 К низкоэнергетической (то есть с энергией ионов ниже энергии, требуемой для генерации радиационных дефектов¹) дейтериевой плазмой с высоким значением потока ионов, увеличение концентрации C_D^{damage} наблюдалось при увеличении уровня повреждений от 0,006 до 0,6 сна в пике повреждения² [12] (в этой работе уровень повреждений рассчитывался с использованием величины $E_d = 40$ эВ). В вольфраме, повреждённом при 300 К ионами W с энергиями в интервале от 5,5 до 20 МэВ/W и затем облучённом при 470–480 К низкоэнергетическими (≤ 200 эВ/D) ионами дейтерия, концентрация C_D^{damage} достигает насыщения при уровнях повреждения 0,4–0,5 сна, рассчитанных при $E_d = 68$ эВ [13], $E_d = 90$ эВ [15] и $E_d = 40$ эВ [20]. Используя вольфрам, повреждённый при 300 К ионами H с энергией 300 кэВ/H и облучённый при 473 К ионами дейтерия с энергией 1 кэВ/D, Уеда с соавторами [22] показал, что концентрация C_D^{damage} возрастает линейно с увеличением уровня повреждения до 0,2 сна ($E_d = 40$ эВ), после чего вплоть до 1 сна концентрация дейтерия в зоне повреждения демонстрирует незначительный рост.

Необходимо отметить, что облучение вольфрама, не содержащего радиационно-индуцированные дефекты, дейтериевой плазмой с высоким значением потока ионов (свыше 10^{21} D/m²с) создаёт напряжённо-индуцированные дефекты на глубинах до нескольких микрон [25]. В вольфраме, облучённом дейтериевой плазмой,

¹ Пороговая энергия смещения вольфрама, E_d , зависит от кристаллографического направления, и минимальная величина $E_d = 68$ эВ существует для ориентации $\langle 100 \rangle$ [8]. Основываясь на минимальной пороговой энергии смещения, минимальная энергия ионов дейтерия, необходимая для генерации радиационных дефектов, составляет около 1600 эВ/D.

² Далее в тексте величина уровня повреждения будет указываться в пике смещения.

глубина накопления дейтерия, равная нескольким микрометрам, значительно больше глубины внедрения ионов (несколько нанометров). Концентрация дейтерия на глубинах в несколько микрометров достигает сравнительно больших значений, равных 0,01–0,1% ат., в зависимости от температуры облучения [25], [26]. Механизм пластической деформации, возникающей вследствие перенасыщения приповерхностного слоя атомами изотопа водорода [27], предложен для объяснения модификации подповерхностной структуры и формирования дефектов, захватывающих дейтерий [28]. Возникающее при водородном перенасыщении сжимающее напряжение снимается пластической деформацией. Эта деформация генерирует дефекты вакансионного типа и дислокации [27]. При длительном облучении дейтериевой плазмой дефекты вакансионного типа в зависимости от температуры облучения становятся зародышами трещин и (или) газонаполненных полостей. Как показано на примере рекристаллизованного вольфрама [25], при температуре облучения выше температуры перехода из хрупкого состояния в пластичное (при 370–470 К, в зависимости ориентации кристаллов [29]) мобильность дислокаций увеличивается и напряжение может сниматься за счёт перемещения дислокаций вдоль кристаллографических плоскостей во всём кристаллите. Эти процессы могут приводить к образованию полостей на границах зёрен, расположенных на глубине до нескольких десятков микрометров.

Однако при температурах, близких к комнатной, то есть при температурах менее температуры перехода из хрупкого в пластичное состояние, напряжение приводит к формированию трещин внутри зерна [25]. Подобные явления наблюдаются в поликристаллическом механически деформированном и горячекатанном вольфрамовых материалах [30].

Возвращаясь к радиационно-поврежденному вольфраму, отметим, что определение величины уровня повреждения, при которой концентрация изотопа водорода достигает максимального значения при фиксированной температуре введения этого изотопа в радиационно-поврежденный вольфрам, и энергий связи водорода с радиационно-индуцированными дефектами необходимо для понимания влияния нейтронного облучения на уровень накопления трития в облицовке дивертора термоядерного реактора. Результаты систе-

матического исследования зависимости концентрации дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения, от уровня повреждения (то есть от величины смещений на атом) представлены в работах [18, 21]. Образцы вольфрама облучались при 300 К ионами W с энергией 4,8 и 20 МэВ до уровней повреждения от 0,022 до 50 сна, затем в эти образцы вводился дейтерий при повышенных температурах. Важно понимать, что для исследования накопления дейтерия в радиационно-поврежденном вольфраме необходимо использовать методы введения дейтерия, которые не приводят к генерации дополнительных дефектов. Обычно для этого радиационно-поврежденный вольфрам облучается дейтериевой плазмой с невысоким значением потока ионов (около 2×10^{18} D/m²с, при этом потоке напряженно-индуцированные дефекты не создаются), или выдерживается в атмосфере дейтерия при повышенных температурах. В работе [18], кроме выдержки радиационно-поврежденного вольфрама в атмосфере дейтерия при температуре 673 К и давлении 100 кПа в течение 10 ч, использовался метод облучения 50-микронной вольфрамовой горячекатаной фольги дейтериевой плазмой при температуре 550 К с высоким значением потока ионов ($\sim 10^{22}$ D/m²с); но при этом ионами W с энергией 20 МэВ повреждалась одна сторона фольги, а дейтериевой плазмой облучалась противоположная сторона. Глубина формирования напряженно-индуцированных дефектов в горячекатаной фольге не превышала десяти микрон [31], поэтому зона радиационно-индуцированного повреждения не претерпевала каких-либо структурных изменений во время плазменного облучения. Доза ионов дейтерия при плазменном облучении в течение 500 мин составляла 3×10^{26} D/m², и диффундирующий при 550 К дейтерий достигал зоны радиационного повреждения и захватывался на дефектах.

Профили распределения дейтерия в радиационно-поврежденных вольфрамовых образцах как после выдержки в атмосфере дейтерия, так и после плазменного облучения определялись методом ядерной реакции $D(^3\text{He}, p)^4\text{He}$. Для измерения концентрации атомов D до глубины 7 мкм, энергия анализирующих ионов ^3He варьировалась от 0,69 до 4,0 МэВ. С помощью программы SIMNRA [32] полученная зависимость выхода протонов от энергии анализирующих ионов ^3He трансформировалась в профиль распределения дейтерия по глубине образца [33].

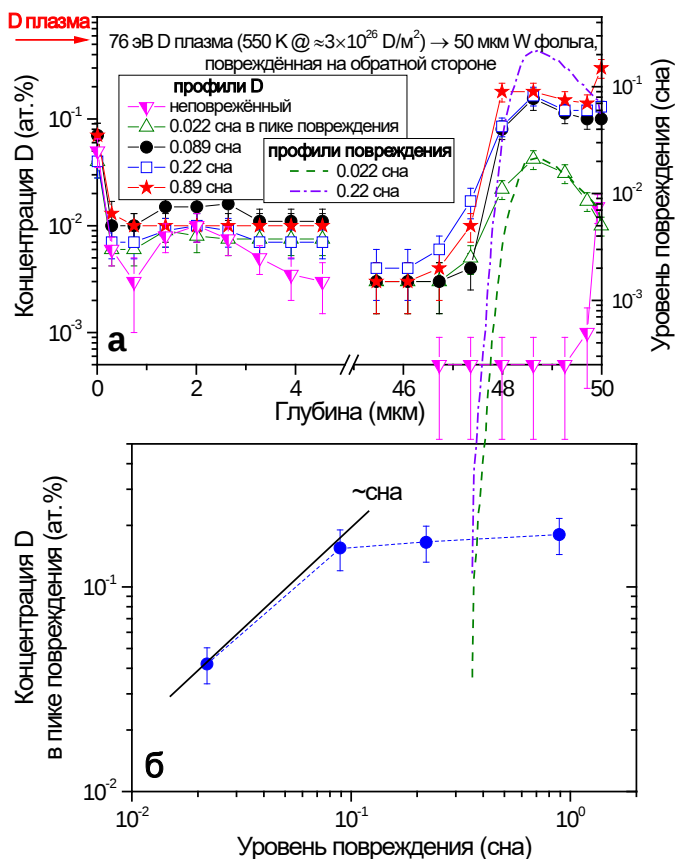


Рис. 1. *a* – профили распределения дейтерия, захваченного в поликристаллической вольфрамовой фольге толщиной 50 мкм, неповреждённой и повреждённой с обратной стороны облучением ионами W с энергией 20 МэВ/W при 300 К до различных уровней повреждения, после последующего воздействия на лицевую сторону низкоэнергетической (~ 76 эВ/ион) дейтериевой плазмой при 550 К до дозы облучения 3×10^{26} D/m². Профили повреждения, рассчитанные с помощью программы SRIM 2008.03 [34] с использованием пороговой энергии смещения $E_d = 90$ эВ [7], показаны с использованием правой ординаты; *б* – зависимость концентрации дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения при 550 К, от уровня повреждения [18]

Как следует из результатов, полученных в работах [18, 21] (рис. 1 и 2), при увеличении уровня повреждения от 0,022 до 0,1 с.н.а. концентрация дейтерия, захваченного радиационно-индуцированными дефектами, возрастает практически пропорци-

онально величине уровня повреждения; тогда как при увеличении уровня повреждения от 0,1 до 50 сна концентрация захваченного дейтерия возрастает незначительно. Таким образом, можно сделать вывод о том, что концентрация дефектов, индуцированных облучением ионами W с энергией от нескольких до десятков МэВ и способных захватывать изотопы водорода, практически достигает максимального значения при уровне повреждения около 0,1 сна.

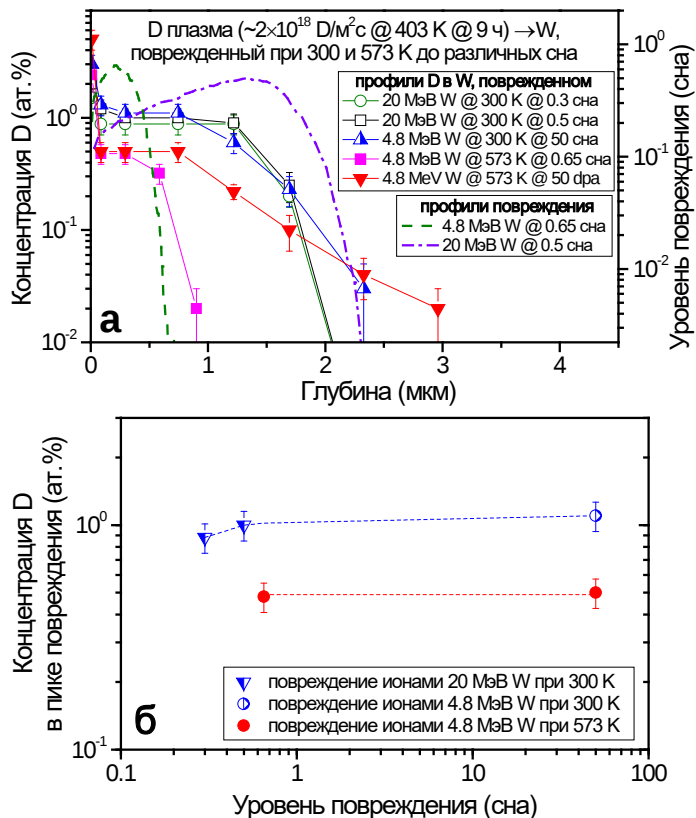


Рис. 2. *a* – профили распределения дейтерия, захваченного в поликристаллическом вольфраме, повреждённом облучением ионами W с энергией 4,8 и 20 МэВ/W при 300 и 573 К до различных уровней повреждения, после последующего воздействия низкоэнергетической (≤ 380 эВ/ион) дейтериевой плазмой с невысоким значением потока ионов ($\sim 2 \times 10^{18} \text{ D/m}^2$) при 403 К в течение 9 ч. Профили повреждения показаны с использованием правой ординаты; *б* – зависимость концентрации дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения при 403 К, от уровня повреждения [18, 21]

Следует отметить, что радиационно-индуцированные дефекты, создаваемые ионами W, являются сильными насыщаемыми ловушками, захватывающими все атомы дейтерия, находящиеся в решётке металла на некоем критическом расстоянии от ловушки, но при этом могут захватывать лишь ограниченное количество дейтерия. Лишь после заполнения ближайших дефектов дейтерий может диффундировать к следующим ловушкам. Действительно, представленные на рис. 3 профили распределения дейтерия в радиационно-повреждённом вольфраме после облучения при температуре 403 K D плазмой с невысоким значением потока ионов ($\sim 2 \times 10^{18}$ D/m²с) в течение 3 и 12 ч указывают на перемещение фронта захваченного ловушками дейтерия от поверхности вглубь зоны повреждения. Таким образом, платообразная форма распределения дейтерия в зоне радиационно-индуцированного повреждения свидетельствует о захвате дейтерия до стационарной концентрации, максимально возможной при данной температуре.

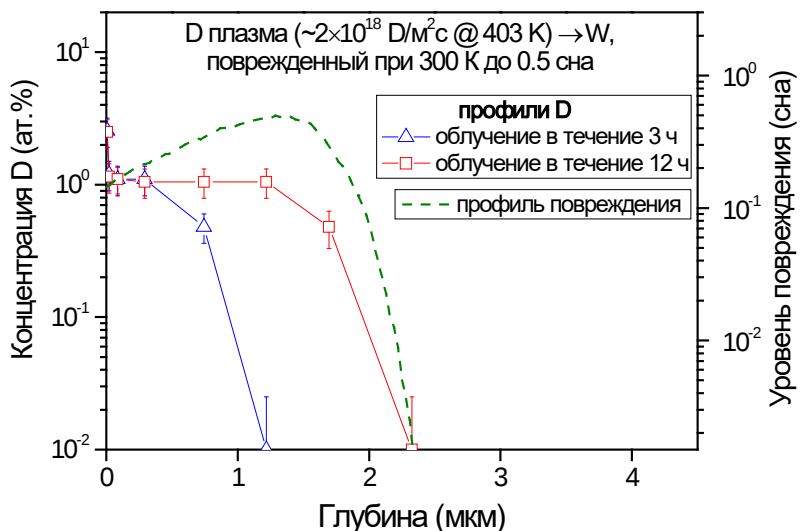


Рис. 3. Профили распределения дейтерия в поликристаллическом вольфраме, поврежденном при 300 K ионами W с энергией 20 МэВ/В до 0,5 сна и затем облученного низкоэнергетической (≤ 380 эВ/ион) дейтериевой плазмой с невысоким значением потока ионов ($\sim 2 \times 10^{18}$ D/m²с) при 403 K в течение 3 и 12 ч [18]

2. Зависимость концентрации дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения, от температуры

При повышенных температурах, достаточных для активации процесса высвобождения изотопов водорода из радиационно-индуцированных дефектов, устанавливается равновесие между процессами захвата водорода в радиационно-индуцированных ловушках и высвобождения из них. При этом доля ловушек θ_L , занятых водородом, при температуре T определяется следующим уравнением [35]:

$$\theta_L / (1 - \theta_L) = \theta_L \exp(E_{bin}/kT), \quad (1)$$

где θ_L – доля междоузлий, занятых водородом, E_{bin} – энергия связи водорода с дефектом (разница энтальпий для атома водорода в растворённом состоянии и находящегося в ловушке), k – постоянная Больцмана. Отметим, что величина θ_L меняется вместе с концентрацией водорода в растворённом состоянии C_{SS} , поскольку концентрация растворённого водорода пропорциональна величине θ_L :

$$C_{SS} = C_L \theta_L, \quad (2)$$

где C_L – концентрация междоузельных позиций.

В процессе облучения мишени водородной плазмой величина C_{SS} определяется балансом между потоком внедряющихся атомов водорода $\alpha \phi_{in}$ и потоком реэмитирующего водорода ϕ_r (α – коэффициент внедрения энергетических частиц водорода в мишень, ϕ_{in} – поток энергетических частиц водорода, падающих на мишень). В первом приближении можно считать, что при достижении равновесия потоки внедряющегося и реэмитирующего водорода практически равны:

$$\alpha \phi_{in} \cong \phi_r = 2\sigma k_r C_{SS-S}^2, \quad (3)$$

где C_{SS-S} – концентрация растворённого водорода непосредственно под поверхностью, σ – фактор шероховатости поверхности [36], k_r – коэффициент поверхностной рекомбинации водорода. Следовательно,

$$C_{SS-S} \cong (\alpha \phi_{in} / 2\sigma k_r)^{1/2}. \quad (4)$$

Отметим, что величина C_{SS-S} уменьшается по мере возрастания степени шероховатости поверхности σ .

Добавим, что в случае выдержки вольфрама в атмосфере газообразного водорода, концентрация C_{SS} определяется законом Сивертса:

$$C_{SS} = k_0 \exp(-E_S/kT) P^{1/2}, \quad (5)$$

где k_0 – константа растворимости, E_S – теплота растворения, P – давление газообразного водорода.

Эти уравнения показывают, что при повышенных температурах стационарная, достигнувшая своего максимального значения концентрация водорода, захваченного на радиационно-индуцированных дефектах, пропорциональна концентрации атомов дейтерия в растворённом состоянии.

Имеющиеся экспериментальные данные о стационарной концентрации дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения, в зависимости от температуры внедрения дейтерия представлены на рис. 4. Рассмотрение представленных результатов даёт основание сделать следующие выводы:

(i) Стационарная концентрация дейтерия, захваченного в зоне радиационного повреждения, $^{damage}C_D$, не зависит от микроструктуры исходного плотного вольфрамового материала (сравнение концентрации дейтерия в поврежденных поликристаллическом и рекристаллизованном вольфрамовых материалах). Данные о накоплении изотопов водорода в радиационно-поврежденных пористых вольфрамовых покрытиях, нанесённых методом плазменного напыления, отсутствуют.

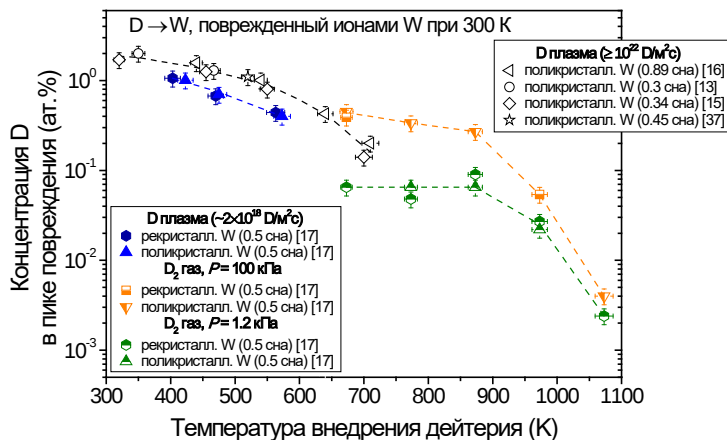


Рис. 4. Стационарная концентрация дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения вольфрама, предварительно облучённого при 300 К ионами вольфрама с энергиями от 5,5 до 20 МэВ/В и затем (i) облученного низкоэнергетической (≤ 380 эВ/ион) дейтериевой плазмой с невысоким ($\sim 2 \times 10^{18}$ D/m²) и высоким ($\geq 10^{22}$ D/m²) значениями потока ионов и (ii) выдержанного в атмосфере D₂ при давлениях 1,2 и 100 кПа, в зависимости от температуры внедрения дейтерия [13, 15–17, 37]

(ii) Стационарная концентрация $^{damage}C_D$ уменьшается с увеличением температуры внедрения дейтерия.

(iii) В случае облучения дейтериевой плазмой при температурах вольфрама до 550 К, стационарная концентрация $^{damage}C_D$ увеличивается незначительно (в 2–3 раза) при возрастании потока ионов примерно на четыре порядка (с $\sim 2 \times 10^{18}$ до $\sim 10^{22}$ D/m²с).

(iv) В случае выдержки в атмосфере дейтерия при температурах 673–873 К, стационарная концентрация $^{damage}C_D$ пропорциональна квадратному корню от давления газа, т.е. пропорциональна концентрации атомов дейтерия в растворённом состоянии.

3. Зависимость концентрации дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения, от (i) температуры генерации радиационных дефектов и (ii) температуры пост-радиационного отжига

Изменение стационарной концентрации дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения вольфрама, от температуры, при которой этот материал подвергался облучению ионами W с энергией 13 и 20 МэВ/В, было показано в работе [38] (рис. 5). Несмотря на то, что дейтерий внедрялся в повреждённый вольфрам при температуре 673 К в течение 10 ч, а время повреждения МэВ-ными ионами W не превышало 1 ч, концентрация дейтерия, захваченного дефектами, созданными облучением ионами W при температурах ниже 673 К, демонстрирует спадающую зависимость от температуры повреждения (рис. 5). Таким образом, можно предположить, что концентрация дефектов, ответственных за удержание изотопов водорода, определяется, главным образом, температурой облучения МэВ-ными ионами W, а не температурой пост-радиационного отжига при 673 К.

Изменение стационарной концентрации дейтерия, захваченного дефектами, созданными облучением при 300 К ионами вольфрама с энергией 20 МэВ/В, в зависимости от температуры пост-радиационного отжига было исследовано в работах [21, 39].

Анализ представленных на рис. 6 результатов позволяет сделать вывод о том, что концентрация дефектов, создаваемых в вольфраме при облучении МэВ-ными тяжёлыми ионами, уменьшается незначительно (в 3–4 раза) при увеличении температуры пострадиационного

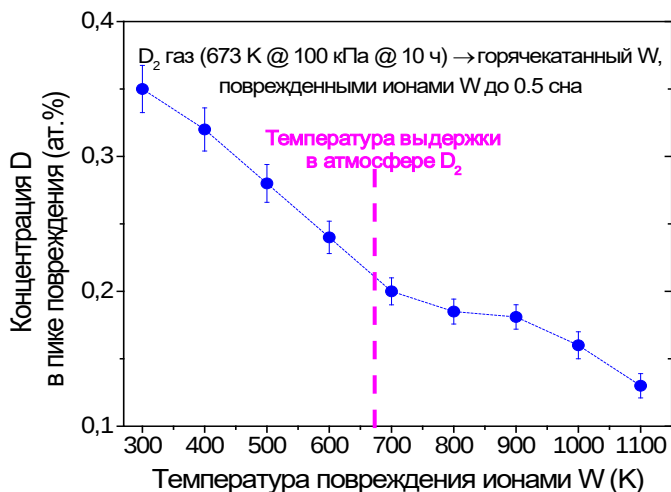


Рис. 5. Концентрация дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения горячекатаного вольфрама, предварительно облученного при различных температурах ионами W с энергиями 13 и 20 МэВ/W до 0,5 сна и затем выдержанного в атмосфере D₂ при температуре 673 К и давлении 100 кПа в течение 10 ч, в зависимости от температуры повреждения ионами W [38]

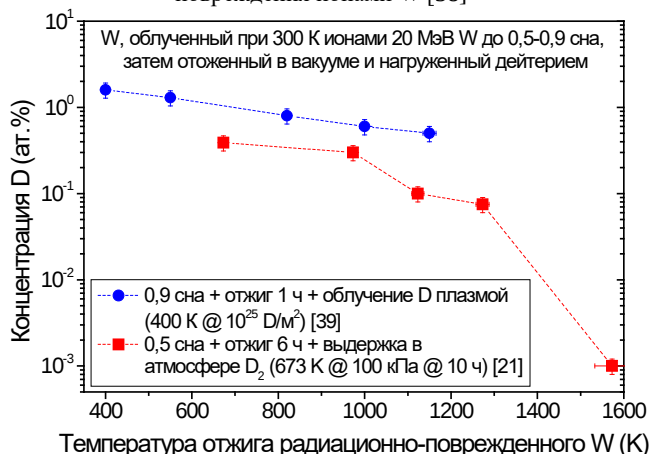


Рис. 6. Концентрация дейтерия, захваченного в зоне радиационно-индуцированного повреждения вольфрама, предварительно облучённого при 300 К ионами W с энергией 20 МэВ/W до 0,5 и 0,9 сна и отожжённого в вакууме в течение 1 и 6 ч, после чего (i) выдержанного в атмосфере D₂ при температуре 673 К и давлении 100 кПа в течение 10 ч [21] и (ii) облучённого при 400 К низкоэнергетической (~15 эВ/ион) дейтериевой плазмой с невысоким значением потока ионов (~5×10¹⁹ D/m²с) [39], в зависимости от температуры повреждения ионами W

отжига от 400 до 1273 К. Заметное уменьшение концентрации дефектов наблюдается при температурах отжига свыше 1273 К.

Список литературы

1. Lindig S., Balden M., Alimov V.Kh., et al. Phys. Scr. T138 (2009). 014040.
2. Tobita K., Nishio S., Enoda M., et al. Fusion Eng. Des. 81 (2006) 1151.
3. Barabash V., Federici G., Rödiger M. et al., J. Nucl. Mater. 283-287 (2000) 138.
4. Iida H., Khripunov V., Petrizzi L., Federici G. ITER Nuclear Analysis Report G 73 DDD 2 W 0.2, 2004.
5. Alimov V.Kh., Hatano Y., Sugiyama K. et al. J. Nucl. Mater. 454 (2014) 136.
6. Raffray A.R., Nygren R., Whyte D.G., et al. Fusion Eng. Des. 85 (2010) 93.
7. Standard Practice for Neutron Radiation Damage Simulation by Charge-Particle Irradiation, E521-96, Annual Book of ASTM Standards, Vol. 12.02, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1996, pp. 1.
8. Xu Q., Yoshiie T., Huang H.C. Nucl. Instrum. Meth. B 206 (2003) 123.
9. Shimada M., Hatano Y., Calderoni P., et al. J. Nucl. Mater. 415 (2011) S667.
10. Hatano Y., Shimada M., Oya Y., et al. Mater. Trans. 54 (2013) 437.
11. Fukumoto M., Kashiwagi H., Ohtsuka Y., et al. J. Nucl. Mater. 390-391 (2009) 572.
12. Wampler W.R. and Doerner R.P. Nucl. Fusion 49 (2009) 115023.
13. Tyburska B., Alimov V.Kh., Ogorodnikova O.V., et al. J. Nucl. Mater. 395 (2009) 150.
14. Tyburska B., Alimov V.Kh., Ogorodnikova O.V., et al. J. Nucl. Mater. 415 (2011) S680.
15. Ogorodnikova O.V., Tyburska B., Alimov V.Kh., Ertl K. J. Nucl. Mater. 415 (2011) S661.
16. Alimov V.Kh., Tyburska-Püschel B., Hatano Y., et al. J. Nucl. Mater. 420 (2012) 370.
17. Alimov V.Kh., Hatano Y., Sugiyama K., et al. J. Nucl. Mater. 438 (2013) S959.

18. Alimov V.Kh., Hatano Y., Tyburska-Püschel B., et al. J. Nucl. Mater. 441 (2013) 280.
19. Ogorodnikova O.V., Sugiyama K. J. Nucl. Mater. 442 (2013) 518.
20. Wright G.M., Mayer M., Ertl K., et al. Nucl. Fusion 50 (2010) 075006.
21. Hatano Y., Shimada M., Alimov V.Kh., et al. J. Nucl. Mater. 438 (2013) S114.
22. Ueda Y., Tanaka H., Tanimoto K., et al. Effect of radiation damage on deuterium retention in tungsten, in: Oral presentation at 14th Intern. Conf. on Fusion Reactor Materials, Sept. 2009, Sapporo, Japan (the data are replicated in: J. Roth and K.Schmid, Phys. Scripta T145 (2011) 014031, Fig. 7).
23. Was G.S. Fundamentals of Radiation Material Science: Metals and Alloys, Springer, Berlin, 2007.
24. Vladimirov P. and Bouffard S. Compt. Rend. Phys. 9 (2008) 303.
25. Lindig S., Balden M., Alimov V.Kh., et al., Phys. Scr. T138 (2009) 014040.
26. Alimov V.Kh., Shu W.M., Roth J., et al. J. Nucl. Mater. 417 (2011) 572.
27. Condon J.B. and Schober T. J. Nucl. Mater. 207 (1993) 1.
28. Haasz A.A., Poon M., Davis J. J. Nucl. Mater. 266-269 (1999) 520.
29. Gumbsch P. J. Nucl. Mater. 323 (2003) 304.
30. Lindig S., Balden M., Alimov V.Kh., et al. Phys. Scr. T145 (2011) 014039.
31. Balden M., Lindig S., Manhard A., You J.-H. J. Nucl. Mater. 414 (2011) 69.
32. Mayer M. SIMNRA User's Guide, Rep. IPP 9/113, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1997.
33. Alimov V.Kh., Mayer M. J. Roth, Nucl. Instr. Meth. B 234 (2005) 169.
34. Ziegler J.F. SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter, ver. SRIM-2008.3, <<http://srim.org>>.
35. Gibala R., Kumnick A.J. Hydrogen trapping in iron and steels, in: Gibala R., Hehemann R.F. (Eds.) Hydrogen Embrittlement and Stress Corrosion Cracking, Metal Park, Ohio, American Society for Metals, 1984, pp. 61–77.
36. Ali-Khan I., Dietz K.J., Waelbroeck F.G., Wienhold P. J. Nucl. Mater. 76-77 (1978) 337.
37. Hoen M.H.J. 't, Tyburska-Püschel B., Ertl K., et al. Nucl. Fusion 52 (2012) 023008.

38. Tyburska-Püschel B., Alimov V.Kh., Hoen M.H.J. 't, Zgardzinska B. Effect of high temperature tungsten irradiation on deuterium retention, in: Poster presentation at 14th Intern. Conf. on Plasma-Facing Materials and Components for Fusion Applications, May 2013, Jülich, Germany.
39. Markina E., Mayer M., Manhard A., Schwarz-Selinger T. J. Nucl. Mater. 463 (2015) 329.

КОД КАРАТ – КОМПЬЮТЕРНЫЙ РЕШАТЕЛЬ ЗАДАЧ ПРИКЛАДНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

В.П. Тараканов

В годы второй мировой войны в Великобритании и США были созданы первые компьютеры, позволившие вскоре решать системы уравнений с размерами, о которых прежние поколения учёных не могли мечтать. Разделы науки, в которых свойства объектов описывались математическими моделями, испытали резкий скачок в точности и обширности получаемой информации посредством компьютерного моделирования. Можно назвать аэро- и гидродинамику, в частности метеорологию, космологию, динамику космических объектов, инженерные расчёты. В этом списке находится и электродинамика, в основе которой лежит система уравнений Дж.К. Максвелла [1], всесторонне апробированная за многие десятилетия, прошедшие после их написания. Сначала моделирование ограничивалось потенциальными задачами, которые описываются уравнением С. Пуассона. В работе [2] была предложена конечно-разностная схема, ставшая основой FDTD (*Finite Difference Time Domain*) схемы решения полной системы уравнений Максвелла. Для полного описания электродинамического объекта их необходимо дополнить материальным уравнением $\mathbf{J} = f(\mathbf{E})$. Эту связь в общем виде установить невозможно, и приходится ограничиваться моделями, справедливыми в ограниченных областях параметров. Наиболее широкие возможности предоставляет кинетическое описание, вариантом которого является метод крупных частиц PiC (Particle in Cell) – метод, сформулированным в работах О. Бунемана и Дж. Даусона [3]. Существуют также различные феноменологические модели со своими областями применения (см. ниже).

В данном тексте коротко рассказывается о коде КАРАТ [4], первые публикации с результатами моделирования которым появились в 1990 году. С тех пор код непрерывно модернизируется и развивается для решения возникающих в среде пользователей задач.

Код предназначен для решения нестационарных электродинамических задач, имеющих сложную геометрию и включающих динамику, релятивистских частиц (электронов, ионов, нейтралов).

Код КАРАТ показал высокую эффективность в моделировании электронных приборов типа лампы обратной волны (ЛОВ), виркаторов, лазеров на свободных электронах, пучково-плазменного разряда и т.п., при моделировании элементов задачи электромагнитного подавления, включая описание источника СВЧ-излучения, распространения и взаимодействия излучения с облучаемым объектом. Код пригоден для моделирования устройств с электронными и ионными пучками, лазерно-плазменного взаимодействия. Плазма моделируется макрочастицами и (или) феноменологическими моделями. При необходимости, например (при описании проникновения электронного пучка в газ и (или) вторичной эмиссии с поверхностей) может быть подключено моделирование столкновений.

Имеются три составные части кода, обрабатывающие, соответственно, одно-, дву- и трёхмерные задачи (далее по тексту 1D, 2D, 3D от англ. 1-, 2-, 3-dimensional). Во всех трёх случаях учитываются все три компонента электромагнитных полей и компонент импульсов частиц. 2D-часть моделируется в плоской (x, z) , полярной (r, θ) и осесимметричной (r, z) геометриях. 3D часть – в декартовой (x, y, z) и цилиндрической (r, θ, z) геометриях. Код может выполнять моделирование в электромагнитном или потенциальном приближениях.

Для решения уравнений Максвелла применяется разностная схема с перешагиванием на прямоугольных сетках со сдвигом. Конкретная реализация схемы, применённая в коде, обладает свойством точного описания граничных условий на поверхностях расчётной области. Методы описания границ и элементов расчётной области позволили описывать все встречавшиеся на практике варианты – многие сотни постановок задач. В частности, в расчётную область могут быть включены фольги, находящиеся под определёнными потенциалами, в том числе с поглощением частиц; на границах могут быть заданы условия запуска внутрь электромагнитных волн и (или) их выпуска наружу. Это обеспечивает возможность моделирования подключения к питающему коаксиалу источников, описываемых сосредоточенными параметрами в виде RLC-цепочек.

Внешнее магнитное поле задаётся несколькими способами, а именно: описанием магнитных катушек, заданием величины поля на оси системы, а также прямым заданием поля в области. Послед-

ний вариант предполагает использование информации из другого специализированного кода или результатов реальных измерений.

Квазистатическое электрическое поле моделируется путём задания потенциалов на граничных электродах с последующим решением уравнения Лапласа в объёме.

Основные параметры макрочастиц (а именно: заряд, масса, коэффициент укрупнения), вводятся в соответствующем меню. В коде оценивается возможное число частиц, которые будут использованы в моделировании пучков и (или) плазменных образований. Начальное положение частиц плазмы задается в меню положением областей с плазмой постоянной и (или) переменной в пространстве плотности. Угловое и энергетическое распределения инжектируемых частиц определяются специальными таблицами.

На привычном PC за 1000 дол. США код позволяет использовать в 2D сетку размером порядка 1000×10000 узлов и в 3D соответственно $201 \times 201 \times 2001$ узлов, и более 10^7 частиц. Расчёт, в зависимости от подробности, может занимать от нескольких минут до десятков часов.

Во всех трёх вариантах кода (1D, 2D, 3D) для задания начальных и граничных условий применяется общий графический интерфейс (написанный на языке C++), поэтому моделирование при меньшей размерности может использоваться при постановке задач большей размерности. Все результаты представляются в виде единообразных таблиц, плоских и объёмных графиков для «мгновенных снимков» (snapshot) и «историй» (временных зависимостей). Постпроцессор позволяет получать файлы в виде, пригодном для печати, а также в виде числовых таблиц для обработки любыми программами построения графиков. Инструкции (*on-line help*) для пользователя инструкции включены в интерфейс.

В основе физической модели кода лежат уравнения электродинамики. Прежде чем выписывать эти уравнения, определимся с тем, что ключевым словом во всём дальнейшем рассмотрении будет слово «дискретность». Во-первых, пространство расчётной моделируемой области разбивается на отдельные ячейки (в настоящее время – ортогональной равномерной сеткой, параллельной координатным осям). Во-вторых, носители зарядов также представляются в дискретном виде (правда, с зарядами, значительно превышающими элементарный).

Электрическое и магнитное поля разобьём на два слагаемых: $\mathbf{E} = \tilde{\mathbf{E}} + \bar{\mathbf{E}}$, $\mathbf{B} = \tilde{\mathbf{B}} + \bar{\mathbf{B}}$, где $\bar{\mathbf{E}}$ и $\bar{\mathbf{B}}$ есть переменные во времени поля, порождённые токами и зарядами в системе, а $\tilde{\mathbf{E}}$ и $\tilde{\mathbf{B}}$ – квазистатические внешние поля. Переменные поля описываются уравнениями Максвелла [1], а именно: обобщенным законом Ампера $\nabla \times \tilde{\mathbf{B}} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t}$ и законом Фарадея $\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t}$. Здесь $\mathbf{J} = \mathbf{J}_{PiC} + \mathbf{J}_a$ – плотность тока, $\mathbf{J}_{PiC}$ – ток, соответствующий движению макрочастиц, $\mathbf{J}_a$ – дополнительный ток, соответствующий феноменологическим моделям, c – скорость света в вакууме. Макрочастицы либо задаются в начальный момент времени, либо инжектируются с границ, либо рождаются в процессах ионизации.

Обычно границы расчётной области частично совпадают с границами металлических деталей, например поверхностями резонаторов. В нулевом приближении такие поверхности в коде описываются как идеально проводящие поверхности, на которых задаются граничные условия $[\tilde{\mathbf{E}} \times \mathbf{n}] = 0$, $(\tilde{\mathbf{B}} \cdot \mathbf{n}) = 0$.

Квазистатическое внешнее электрическое поле $\bar{\mathbf{E}}$ создается электродами с заданными потенциалами и вычисляется путем решения уравнения Лапласа $\nabla^2 \Phi = 0$. Аналогично квазистатическое внешнее магнитное поле $\bar{\mathbf{B}}$ создается внешними токами.

Если в качестве модели плазмopodobной среды выбран PiC-метод [3], то плотность тока вычисляется так:

$$\mathbf{J}_{PiC} = \frac{1}{\Delta V} \sum_s q_s \mathbf{v}_s,$$

где $\mathbf{v}_s$ – скорость частицы с номером s , ΔV – объём ячейки, q_s – часть заряда частицы в ячейке.

Поскольку электроны пучка и (или) плазмы могут быть релятивистскими, для описания движения частиц в электромагнитных полях используются уравнения Лоренца:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + [\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}]),$$

где $\mathbf{p}$ и $\mathbf{v}$ есть импульс и скорость частицы; $\mathbf{p} = m\mathbf{v}\gamma$, $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$, m – масса покоя частицы, q – её заряд.

Описанная система уравнений позволяет осуществлять самосогласованное моделирование динамики частиц во внешних и индуцированных электромагнитных полях.

Для решения уравнений Максвелла используется конечно-разностная схема с перешагиванием на прямоугольных сетках со сдвигом на полшага. Для одной компоненты закона Ампера в 3D случае в декартовых координатах с ячейками размером h_x , h_y , h_z разностная схема записывается так:

$$\frac{(\tilde{E}_x)_{i-1/2,j,k}^{n+1} - (\tilde{E}_x)_{i-1/2,j,k}^n}{\tau} = \frac{(\tilde{B}_z)_{i-1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - (\tilde{B}_z)_{i-1/2,j-1/2,k}^{n+1/2}}{h_y} - \frac{(\tilde{B}_y)_{i-1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - (\tilde{B}_y)_{i-1/2,j,k-1/2}^{n+1/2}}{h_z} - 4\pi(J_x)_{i-1/2,j,k}^{n+1/2},$$

где индексы i, j, k соответствуют номерам сеточных точек (узлов) вдоль осей x, y, z , и $x_i = (i-1)h_x$, $y_j = (j-1)h_y$, $z_k = (k-1)h_z$; τ – шаг во времени, n – номер шага во времени; индекс $n \pm 1/2$ означает, что величина вычисляется в момент времени, равный $\tau \cdot (n \pm 1/2)$; выражения $i-1/2, j-1/2, k-1/2$ означают, что величины вычисляются в точках $x_{i-1/2} = (i-1,5) \cdot h_x$, $y_{j-1/2} = (j-1,5) \cdot h_y$, $z_{k-1/2} = (k-1,5) \cdot h_z$.

Приведённая схема является явной и устойчива при выполнении условия устойчивости Куранта [2] $\tau < (h_x^{-2} + h_y^{-2} + h_z^{-2})^{-1/2}$.

Если в области пучка или плазмы имеется газ, то заряженные частицы будут испытывать упругие и неупругие столкновения с нейтралами. В наиболее общем виде такие столкновения описываются методом Монте-Карло. Для начала ограничимся одним типом нейтралов, например атомами аргона. Зададим их плотность $n_\alpha(\vec{r}, t)$, в общем случае неоднородную в пространстве и зависящую от времени. Эти зависимости могут быть вызваны, например, самим процессом ионизации. Для каждой компоненты плазмы i , например, для электронов, определяются типы столкновительных процессов j (например, столкновения упругие, ионизирующие или приводящие к возбуждению атомов). Далее, для каждого типа процесса задаётся сечение $\sigma_{ij}(w_i)$ как функция энергии w_i сталкивающейся заряженной частицы. Для минимизации вычислительных затрат в начале расчёта кодом создаётся двумерная таблица для

всех i и j . Величины w_i в таблице даны от минимальной до максимально возможной с шагом, обеспечивающим разрешение всех особенностей зависимости сечения от энергии первичной частицы. Вертикальная последовательность строк таблицы соответствует типам столкновительных процессов j , причем каждая последующая строка представляет сумму сечений по процессам от 1-го до текущего (j -го) включительно. Таблица используется следующим образом. Пусть в процессе моделирования в какой-то точке находится макрочастица с энергией w и скоростью v . Вероятность того, что за временной шаг по времени τ она испытает столкновение типа j , равна $\sigma_{ij}(w) \cdot n_\alpha \cdot v \cdot \tau$. Теперь, проводя интерполяцию табличных данных по энергии и используя случайное число χ , равномерно распределённое в интервале от 0 до 1, при выполнении условия

$$\left(\sum_{j=1}^{J-1} \sigma_{ij} \right) n_\alpha v \tau < \chi < \left(\sum_{j=1}^J \sigma_{ij} \right) n_\alpha v \tau$$

утверждаем, что с выбранной макрочастицей реализуется столкновительный процесс с номером j .

Для каждого типа столкновения используются определенные экспериментально или теоретически сечения процессов.

Ряд явлений моделируется в коде КАРАТ путём введения в уравнения Максвелла дополнительного феноменологически описываемого тока

$$\mathbf{J}_a = \mathbf{J}_\sigma + \mathbf{J}_\varepsilon + \mathbf{J}_p,$$

а каждый ток в правой части последнего выражения вычисляется путём решения соответствующего феноменологического уравнения.

В случае области с изотропной проводимостью σ член $\mathbf{J}_\sigma$ в дополнительном токе $\mathbf{J}_a$ вычисляется из выражения

$$\mathbf{J}_\sigma = \sigma \mathbf{E}.$$

Область с конечной проводимостью используется, в частности, для формирования зоны поглощения электромагнитных волн.

Для изотропной диэлектрической области с диэлектрической проницаемостью ε член $\mathbf{J}_\varepsilon$ в дополнительном токе вычисляется из выражения

$$\mathbf{J}_\varepsilon = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t}.$$

Для изотропной магнитоактивной области с магнитной диэлектрической проницаемостью μ член $\mathbf{J}_\mu$ в дополнительном токе вычисляется из выражения

$$\mathbf{J}_\mu = \frac{c}{4\pi} \tilde{\mathbf{N}} \times \left(\frac{\mu-1}{\mu} \mathbf{B} \right).$$

Последние три модели описывают изотропную среду без частотной дисперсии. Такое описание подходит, в частности, для диэлектриков и газов при частотах вплоть до оптических.

Другая феноменологическая модель плазмы восходит к теории Друде для металлов, согласно которой он состоит из тяжёлых ионов и свободных электронов, причем динамика последних подчиняется нерелятивистским уравнениям движения, в которые входит сила трения, соответствующая столкновениям с ионами и пропорциональная скорости электронов:

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + \nu_{eff} \mathbf{V} = -\frac{e}{m} \mathbf{E},$$

где ν_{eff} – не зависящая от скорости электронов эффективная частота столкновений, при каждом из которых электрон полностью теряет связь с движением до столкновения.

В теории плазмы такая модель широко применяется для описания холодной плазмы. Исходя из приведённого выше уравнения движения, электронный плазменный ток $\mathbf{J}_p$ вычисляется из уравнения

$$\frac{d\mathbf{J}_p}{dt} + \nu \mathbf{J}_p = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \mathbf{E},$$

в котором $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_p / m}$ – плазменная частота, n_p – плотность плазмы. Эта модель подходит для плазмы при отсутствии неупругих процессов и самопересечений траекторий частиц.

В код включена феноменологическая модель, описывающая среды с частотной дисперсией, в частности органические вещества. Эта модель восходит к модели Лоренца, согласно которой диэлектрик содержит электроны, связанные с положением равновесия силами, пропорциональными расстоянию, что позволяет ввести частоту собственных колебаний электронов. В ней плотность тока $\mathbf{j}_n$, соответствующего каждому типу осцилляторов, вычисляется из уравнения

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \Gamma_n \frac{\partial}{\partial t} + \omega_n^2\right) \mathbf{j}_n = \frac{\omega_{p,n}^2}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t},$$

где ω_n – собственная частота, Γ_n – декремент затухания, $\omega_{p,n}$ – самосогласованное взаимодействие. В квантовомеханической интерпретации ω_n есть частота поглощения или излучения атома, Γ_n – обратное время жизни в соответствующем возбуждённом состоянии, $\omega_{p,n}$ – величина, связанная с вероятностью перехода из одного состояния в другое.

Эта модель позволяют изучать распространение электромагнитной волны в различных биологических тканях.

Рассмотрим отдельные примеры применения кода.

Релятивистская ЛОВ с рабочей волной TM_{01} является эффективным генератором излучения в сантиметровом диапазоне. Она запитывается сильноточным релятивистским электронным пучком (РЭП). Физической основой её работы является то, что в гофрированной замедляющей структуре обратная TM_{01} мода имеет пространственную гармонику номер (-1) с фазовой скоростью меньше скорости света в направлении пучка. Это обеспечивает пучково-волновое взаимодействие в рамках черенковского механизма.

Замедляющей структуру с пучком можно моделировать вместе с моделированием источника РЭП – магнитоизолированным диодом. Здесь, подобно реальному эксперименту, ток и энергия пучка и распределение электронов по скоростям зависят от величины и формы магнитного поля в области катода и формы эмитирующей поверхности катода.

Магнитное поле, ведущее пучок, создается соленоидом. На рис. 1 изображена расчётная область. Эмитированные с катода электроны движутся вдоль силовых линий ведущего магнитного поля сначала через запредельное (для рабочей моды) сужение волновода, а затем через замедляющую структуру.

Структура покидающей ЛОВ электромагнитной волны зависит от граничных условий на выходном окне. В данном моделировании используется простейший способ согласования, когда цилиндрический выходной волновод заканчивается поглощающей средой с линейно нарастающей проводимостью. Выбранные максимальная проводимость 0,2 См/м и длина области обеспечивают низкий уровень отражения на рабочей частоте 6,7 ГГц.

Большое значение имеет выбор модели эмиссии электронов с катода. В коде предусмотрены несколько моделей, в том числе не-самосогласованная эмиссия, когда эмитируется заданный ток, и самосогласованная эмиссия, когда величина тока обеспечивает равенство нулю нормальной компоненты электрического поля на поверхности катода. Конечно, в первом случае уходящий от катода ток, если он больше предельного, будет фактически ограничиваться тем же условием равенства нулю нормальной компоненты, но тогда лишние частицы будут возвращаться обратно на эмиттер и непродуктивно тратить вычислительные ресурсы.

Мощность генерации контролируется (рис. 2,3) в сечении $z = 35$ см, расположенном уже за местом высадки пучка на стенку волновода.

Изложенная постановка моделирования кодом КАРАТ в последующем развилась во многие другие задачи, выполненные в ИСЭ СО РАН. В частности, изучались связанные с эмиссией плазмы с поверхности замедляющей структуры процессы, ограничивающие длительность импульса излучения ЛОВ [5]. В других работах подбирались оптимальные параметры устройств [6].

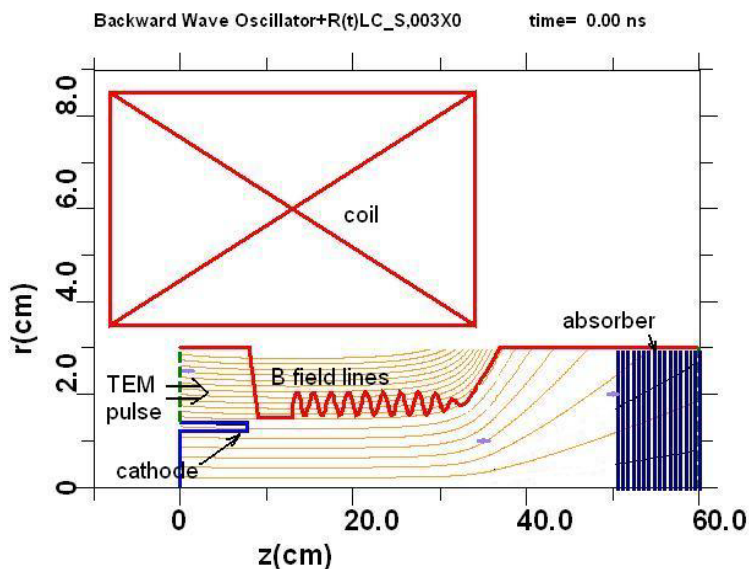


Рис. 1. ЛОВ с коаксиальной магнитоизолированной электронной пушкой

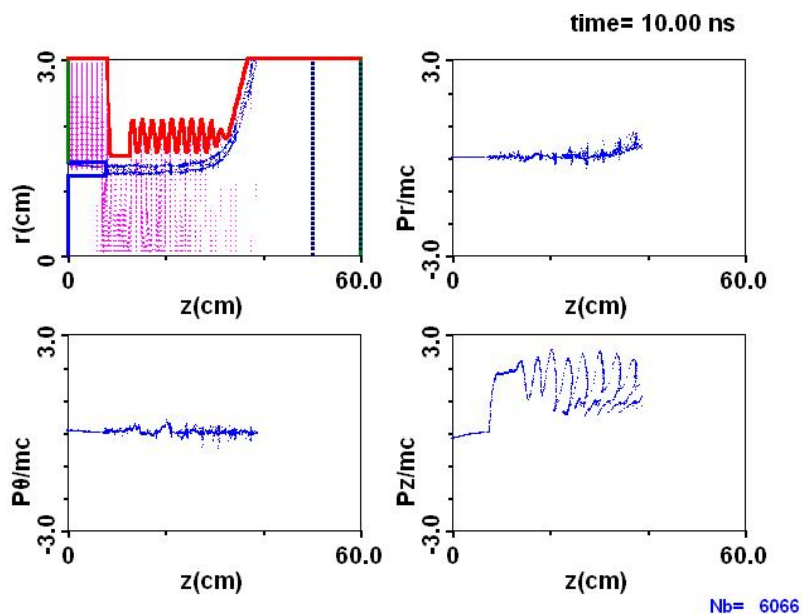


Рис. 2. Расчётная область с частицами и векторами электрического поля; фазовые плоскости

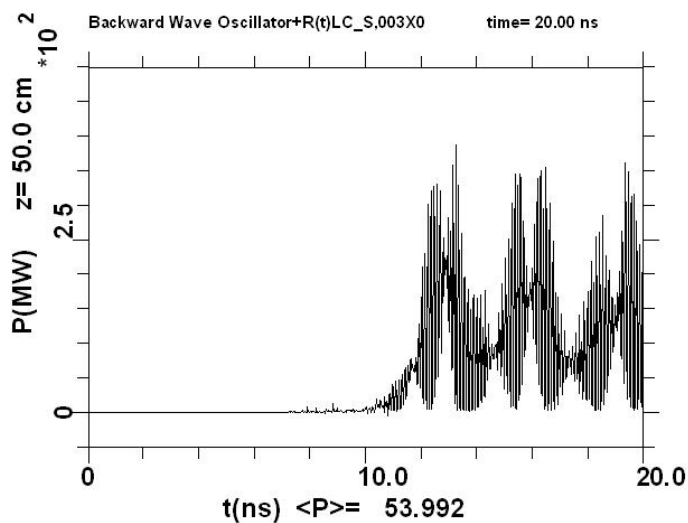


Рис. 3. История потока вектора Пойнтинга (неусреднённой электромагнитной мощности) в сечении перед поглотителем волны

В работе [7] моделировалась экспериментальная установка, и на основании результатов моделирования формировалась теоретическая модель процессов, происходящих в реальном эксперименте.

Изучалось распространение электронного пучка через ограниченный объём, заполненный плазмой. Расчётная область (рис. 4) – цилиндр длиной 20 см и радиусом 5 см. Большая часть его поверхности находится под нулевым потенциалом. Справа – круглый коллектор электронов, потенциал которого может выбираться. Имеется зонд – прямоугольник, помеченный словом «probe», потоки частиц на который анализируются. При необходимости потенциал зонда также может быть выбран. С левого торца в круге радиусом 1 см осуществляется инжекция частиц пучка с энергией 2 кэВ и током 0,5 А. Первоначально цилиндр заполнен плазмой с плотностью 10^{10} см^{-3} . Вся расчётная область погружена во внешнее постоянное магнитное поле 50 Гс.

Численные и физические параметры подбирались таким образом, чтобы дебаевский радиус был больше шага сетки, а число макрочастиц в дебаевской сфере было значительно больше единицы, что является необходимым условием правильности моделирования. Масса модельных ионов была выбрана равной одной пятой массы протона, чтобы увидеть динамику ионов за доступное расчётное время. На поверхности цилиндра и торцах, ограничивающих плазму, задавалось условие полного поглощения частиц.

Основные результаты численного эксперимента сводятся к следующему. Наиболее быстрым процессом, развивающимся в системе, как это и следует из теории взаимодействия в системе «плазма – пучок», является возбуждение колебаний электронов пучка и плазмы с частотой $\omega \approx \omega_{pe}$ и продольным волновым числом $k_z \approx \omega/V_0$ и соответствующая генерация электрического поля. Однако уже через время порядка $2\text{--}5 \tau_{trans}$ (где $\tau_{trans} = 7,6 \text{ нс}$ – время пролёта невозмущённого пучка) явно проявляется существенное свойство моделируемого объекта: исследуемая система представляет собой плазменный резонатор, накопление энергии в котором приводит к непрерывному изменению условий, в которые попадает инжектируемый пучок. Всё это наглядно видно на фазовых портретах электронов пучка в различные моменты времени после начала инжекции (рис. 5).

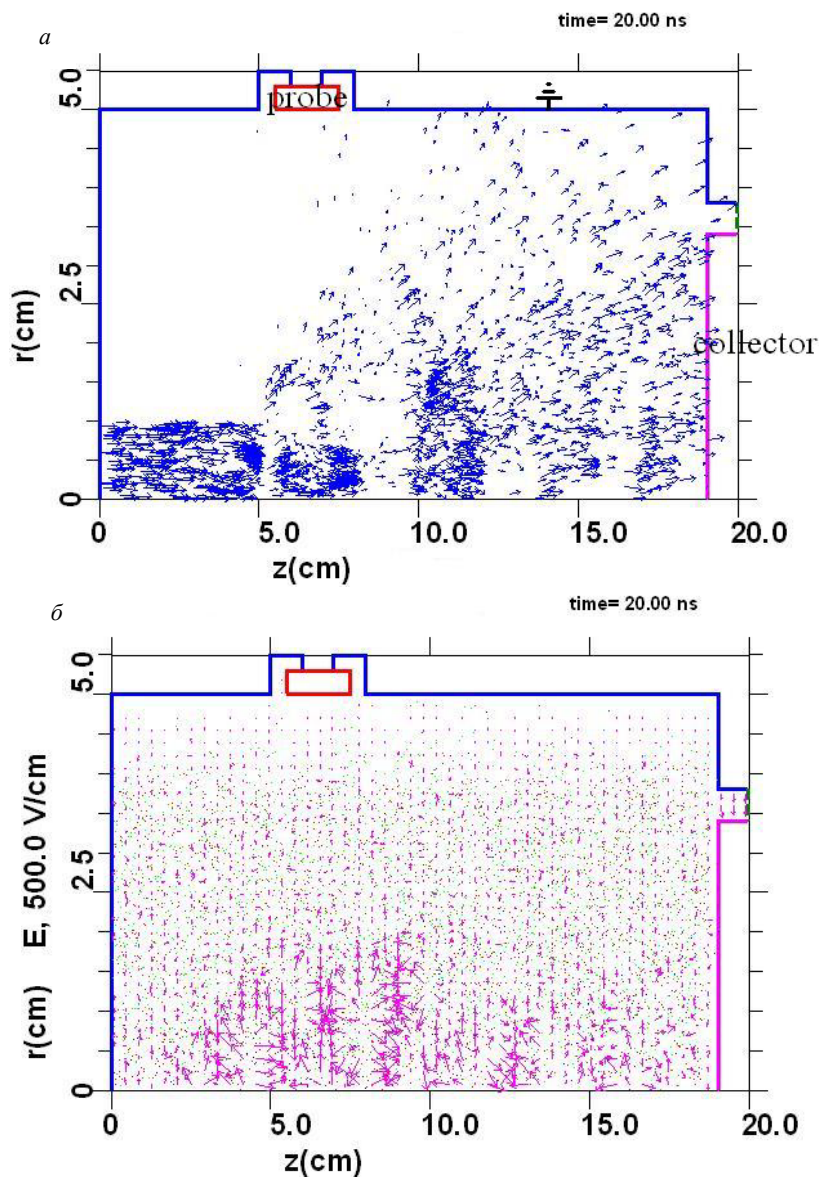


Рис. 4. Расчётная область. Частицы пучка показаны стрелками, указывающими их скорость (а). Напряжённость электрического поля – стрелки; ионы и электроны плазмы – точки (б)

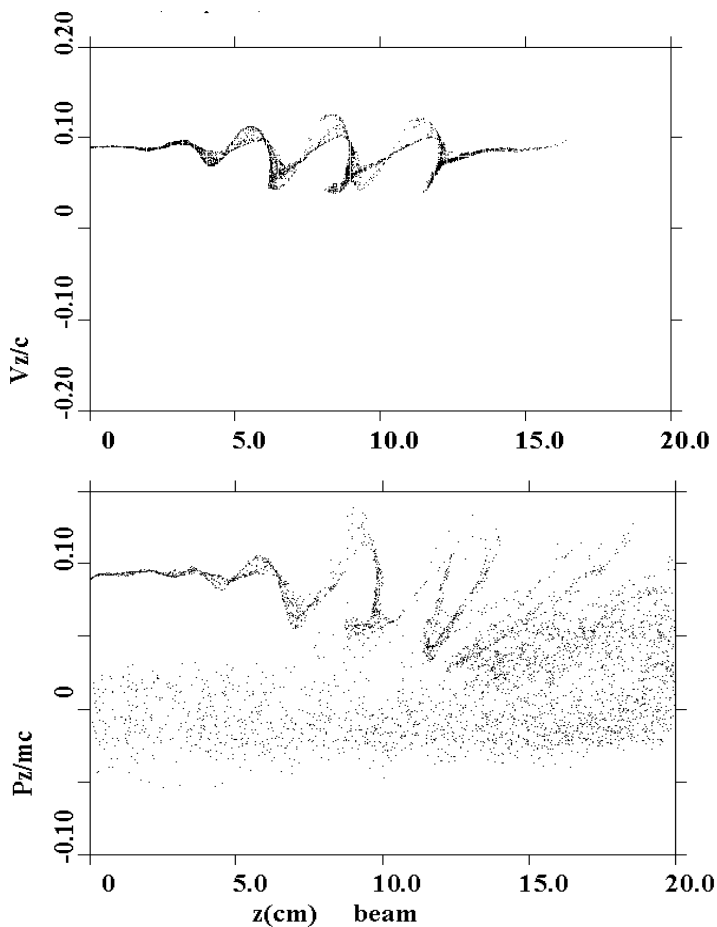


Рис. 5. Фазовые портреты электронов пучка в моменты времени 6 и 120 нс

За время порядка пролёта τ_{trans} наблюдается характерная группировка пучка, которая видна на рис. 5 и соответствует развитию неустойчивости на фиксированной частоте. Важно, что волна локализована в области пучка. Несмотря на то, что из-за радиальной ограниченности инжектируемого пучка ($r_{b0} < 2\pi/k_z$) и малости магнитного поля (циклотронный радиус электронов соизмерим с радиусом пучка) электроны приобретают значительную поперечную осцилляторную скорость, пучок, расширяясь, тем не менее не

выходит за пределы $\sim 2r_{b0}$. В этих же пределах сосредоточена и энергия поля волны.

На последующих стадиях инжекции новые порции пучка попадают в поле, генерируемое на предыдущей стадии, поэтому уже через 10 нс группировка происходит значительно быстрее, а в конце области взаимодействия фазовые сгустки практически перемешиваются. Через время порядка 100 периодов плазменных колебаний наблюдается не только полная хаотизация движения пучка, но и торможение и даже возврат части его электронов: электроны пучка в конце области взаимодействия становятся физически неотличимыми от электронов плазмы.

Нагретые электроны покидают область взаимодействия вдоль магнитного поля, заряжая её положительно до потенциала в несколько десятков вольт. Ионы же, не будучи замагниченными, движутся по радиусу, образуя ионный поток, совпадающий с экспериментально наблюдаемым.

Код КАРАТ может быть применён в исследовательских проектах в области физики плазмы, физической электроники, импульсной электрофизики. Кроме того, он может быть использован как основа, в которую можно вводить новые физические модели и численные алгоритмы.

К тексту, в качестве её составной части, прилагаются демонстрационная версия кода KARAT и обширный текст, которые можно получить у автора, отправив запрос на karat@tarak.msk.su. С использованием DEMO-версии кода решение всех описанных в тексте модельных задач может быть либо воспроизведено, либо выполнено с другими параметрами. Кроме того, в ней содержится несколько десятков постановок иных задач, не включённых в текст, но являющихся элементами различных других исследовательских проектов.

Список литературы

1. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1966.
2. Yee K.S. Numerical solutions of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. IEEE Trans.Antennas Prop.v.14,p.302,(1966)
3. Buneman O. Dissipation of currents in ionized media. Phys.Rev.

v.115, p.503-517(1959). Dawson J.M. Plasma oscillations of a large number of electron beams. Phys.Rev. v.118, p.381-389, (1960)

4. Tarakanov V.P. User's Manual for Code KARAT. BRA Inc., Va, USA,(1992)

5. Коровин С. Д., Месяц Г. А., Пегель И. В., Полевин С. Д., Тараканов В. П. Механизм ограничения длительности икроволюнового импульса релятивистской ЛОВ //Письма в ЖТФ, 1999, т. 25, вып. 6, с. 27–36.

6. Климов А.И., Куркан И.К., Полевин С.Д., Ростов В.В., Тотменинов Е.М. Импульсно-периодическая релятивистская лампа обратной волны с расширенной механической перестройкой частоты генерации //Письма в ЖТФ, 2007, т. 33, вып. 24, с. 53–60.

7. Тараканов В.П., Шустин Е.Г. Динамика пучковой неустойчивости в ограниченном объеме плазмы: численный эксперимент //Физика плазмы, 2007, т. 33 № 2, с. 151–158.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПЛАЗМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

Е. Г. Шустин

Общие сведения

Используемые в настоящее время в производстве приборов полупроводниковой и квантовой электроники плазмохимические реакторы обеспечивают разнообразные технологические операции, требуемые для массового производства приборов; среди них: очистка поверхности, селективное и анизотропное травление, имплантация, осаждение пленок диэлектрических и полупроводниковых материалов. Совершенствование конструкций и режимов этих реакторов идёт в основном по направлениям роста производительности (скорости травления и осаждения), увеличения однородности обработки и площади однородной обработки, а также решения технико-экономических задач: экономичности процесса, автоматизации производства, комплексирования установок в кластеры полномасштабного производства приборов. Однако тенденции увеличения быстродействия, объёмов памяти и уменьшения габаритов телекоммуникационных систем, прежде всего компьютеров и систем военного применения, требуют всё большего внимания к новым принципам построения электронных приборов, а следовательно, и новым задачам технологии. Достижения теоретической физики, с одной стороны, и прогресс технологий полупроводниковой микроэлектроники, с другой, возбудили всё возрастающий интерес к электронным свойствам низкоразмерных полупроводниковых структур [1]. В то же время выявившиеся перспективы создания приборов на новых принципах стимулируют создание новых технологий, в том числе получения и бездефектной обработки атомно-тонких слоёв различных материалов. Особенно сложно использовать типовое технологическое оборудование в фундаментальных исследованиях электронных свойств новых материалов и структур, когда требуется хорошо знать свойства плазмы, воздействующей на эти материалы и структуры, и управлять ими – промышленные установки обычно это не позволяют.

Физика и техника типичных плазмохимических реакторов, широко применяемых в промышленности, описана в учебниках [2–4], поэтому здесь мы дадим только краткое описание их конструкций

и свойств и сосредоточимся на проблемах, связанных с применением плазменных технологий в нанoeлектронике и на способах решения этих проблем.

1. Характеристики идеального плазмохимического генератора

Идеальный генератор плазмы должен удовлетворять всем нижеследующим характеристикам, хотя в реальности всегда выполняются некоторые компромиссы, исходящие из конкретных технологических задач.

Одной из основных характеристик является *скорость процесса*. С точки зрения производительности процесса необходимо добиваться возможно большей скорости травления или напыления, что требует высокой плотности потока энергии ионов на обрабатываемую поверхность. В то же время задачи миниатюризации электронных приборов, в частности переход к нанoeлектронике, снижают требования к скорости обработки поверхности, выдвигая на первый план другие требования, о которых речь пойдет ниже.

Совершенно очевидным требованием является *однородность* обработки по площади образца, что требует однородности плазмы по плотности, температуре и потенциалу.

С требованием однородности тесно связаны требования к *площади* обрабатываемой поверхности. Полупроводниковая промышленность начинала оперировать с подложками Si диаметром 60 мм, постепенно увеличивая этот размер до 150, 200 и 300 мм. В настоящее время типичный размер обрабатываемой поверхности в зарубежном промышленном производстве – 200 мм.

Чтобы протравливать структуры с прямыми стенками, ионы должны падать на образец под прямым углом; это требует *анизотропии* потока.

Для многих технологических процессов требуется *селективность*, то есть способность травить различные материалы с различной скоростью. Как правило, это свойство выполняется естественным образом для многих используемых в электронике материалов: так, поликристаллический кремний травится быстрее, чем SiO₂. Часто, однако, требуются специальные соотношения скоростей травления, что достигается применением химически активной плазмы, а также профилированием функции распределения ионов.

В плазмохимических реакторах, используемых для осаждения тонких плёнок, травления и модификации поверхности материалов микро- и нанoeлектроники, весьма важно управление характеристиками ионов, бомбардирующих обрабатываемый материал. При ионном травлении материалов функция распределения ионов по энергиям (ФРИЭ) и угловое распределение ионов, достигающих поверхности материала, критическим образом влияют на скорость и уровень анизотропии травления. Управление формой ФРИЭ ведёт к селективности физических и химических процессов на поверхности материала, что особенно важно в приложениях, связанных с модификацией поверхности.

Всё более важным фактором в микроэлектронике и при переходе к нанoeлектронике *становится степень повреждения структуры материала* при его обработке. Основные источники структурных нарушений – бомбардировка высокоэнергичными ионами, а также ультрафиолетовое (УФ и ВУФ) и рентгеновское облучение из плазмы. Именно проблема снижения радиационных дефектов заставляет жертвовать скоростью обработки поверхности в современных технологических процессах.

Так как каждый процесс требует различных смесей газов, давлений, уровня мощности и т.п., источник плазмы должен обладать *адаптивностью* к этим изменениям. Современные плазменные реакторы позволяют перестраивать многие параметры, такие как форма магнитного поля, давление, состав рабочей атмосферы; используют независимые источники энергии для поддержания разряда и для управления функцией распределения ионов и др. Однако расширение этих возможностей гибкости системы часто входит в противоречие с одной из наиболее важных характеристик для промышленного оборудования – *надежностью*, поскольку усложнение конструкции неизбежно влечет за собой снижение надежности.

2. Основные типы источников плазмы для технологических применений

Для создания плазмы в большинстве технологических установок применяются ВЧ- или СВЧ-источники. ВЧ-источники используют, как правило, согласованную для промышленных применений частоту 13,56 МГц, СВЧ-источники на электронном циклотронном

резонансе (ЭЦР) – работают на частоте 2,45 ГГц. Существенной частью как УВЧ-, так и СВЧ-источников энергии являются согласующие устройства, обеспечивающие оптимальную передачу мощности в плазму. В большинстве современных установок эти устройства настраиваются автоматически.

УВЧ-источники делятся на различные типы в зависимости от способа передачи ВЧ-энергии в плазму.

Наиболее простыми приборами, до середины 90-х годов 20-го в. бывшими основным продуктом этого рынка, были *установки на ёмкостном разряде (RIE discharge)*. Основные элементы в вакуумном объёме – 2 плоских круглых электрода около 20 см в диаметре, разделённых промежутком около 10 см. Обрабатываемая подложка фиксируется на нижнем диске и снабжается системой охлаждения и соединением с генератором потенциала смещения. ВЧ-мощность подводится, как правило, к верхнему электроду. Боковые стенки камеры могут быть как из изолирующего материала (кварцевое стекло, керамика), так и из металла. Плазма ВЧ-разряда заполняет пространство между электродами и изолируется от них и боковых стенок плазменными слоями. Именно эти слои контролируют параметры ионного потока на подложку.

Недостатки RIE-реакторов: ёмкостные разряды, как правило, имеют большие ВЧ-электрические поля, следовательно, минимальные энергии и разброс энергий ионов относительно высоки. RIE разряды создают более низкие плотности плазмы и требуют более высоких давлений, чем индуктивные источники ($10^{-3} - 10^{-1}$ Торр), в результате движение ионов в плазменном слое, где происходит их ускорение, является столкновительным, что приводит к ухудшению анизотропии травления. Затруднительно управление ФРИЭ потока ионов на образец, поток ионов на подложку не может быть изменен независимо от энергии ионов.

Индуктивно-связанная плазма (ICP) называется так потому, что ВЧ-электрическое поле индуцируется в плазме внешней антенной. Установки на ICP имеют два основных преимущества: 1) в отличие от ёмкостных разрядов не нужны внутренние электроды; 2) отсутствует постоянное магнитное поле, требуемое в разрядах на ЭЦР.

Эти преимущества делают ICP-реакторы самым распространенным плазменным оборудованием. Существуют различные конфигурации данных устройств.

В простейшей форме антенна состоит из одного или нескольких витков водоохлаждаемых трубок, навитых на керамический цилиндр, который образует боковую стенку плазменной камеры. Спиральные катушки действуют как электромагнит, создавая ВЧ-магнитное поле внутри камеры. Это поле, в свою очередь, по закону Фарадея порождает ВЧ-электрическое поле.

Две конфигурации катушки, цилиндрическая и плоская, показаны на рис. 1.

ICP-системы имеют ряд преимуществ перед RIE-реакторами. В плазме нет большого ВЧ-потенциала, поэтому смещение на подложке может не быть большим. Энергия ионов также не подвержена резким изменениям в течение ВЧ-цикла.

Эти устройства имеют более высокую эффективность ионизации, так что большие потоки ионов могут быть получены при низких давлениях. Проще равномерно обрабатывать большие пластины. По сравнению с реакторами на ЭЦР, ICP-реакторы гораздо проще и дешевле, поскольку они не требуют магнитного поля и систем генерации СВЧ-мощности.

Модификацией индуктивных источников плазмы являются так называемые геликонные источники, в которых в области формирования плазмы создается магнитное поле, а ВЧ-антенна имеет конфигурацию, способствующую возбуждению геликонной волны в плазме. Эти источники отличаются большей эффективностью энерговклада ВЧ-источника в создание плазмы и, соответственно, большими плотностью и энергией плазменного потока.

Третий достаточно широко распространенный тип источника плазмы для плазмохимических реакторов: СВЧ-разряд на электронном циклотронном резонансе (ЭЦР). Для выполнения условия циклотронного резонанса в рабочей зоне должно быть создано достаточно большое магнитное поле (875 Гс для $f = 2,45$ ГГц). Наличие такого поля в совокупности с СВЧ-устройствами делают эти реакторы более сложными и дорогостоящими, чем RIE реакторы. Хотя ЭЦР-источники не так часто используются в технологических установках, их применяют для специальных задач, таких как травление оксидов и осаждение алмазных и алмазоподобных покрытий большой площади.

Лидерами в производстве соответствующего оборудования за рубежом являются фирмы Unaxis (США), Oxford Instruments (Анг-

лия), Sentech (Германия) и Alcatel (Франция). Установки плазменного травления и напыления, которые они выпускают, используют ICP или комбинированные (ICP+RIE) источники плазмы с энергией ионов до 20 эВ или свыше 100 эВ.

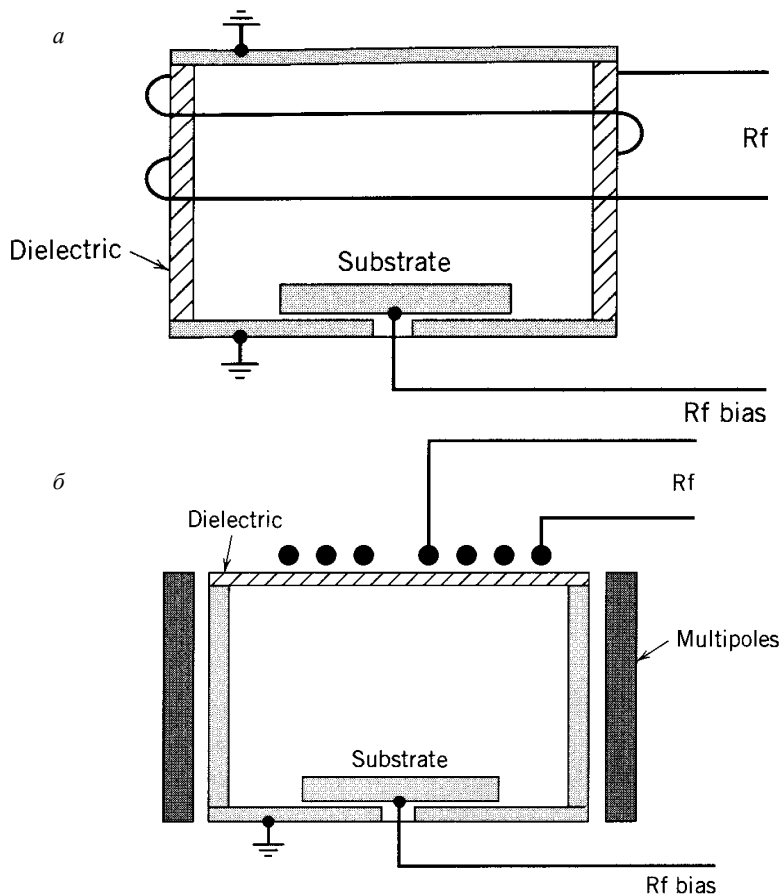


Рис. 1. Схемы индуктивных источников плазмы в цилиндрической (а) и плоской (б) геометрии [2]

Нужно иметь в виду, что ионное травление (распыление ионной бомбардировкой) основных материалов, используемых в электронике, носит пороговый характер: пороговая энергия лежит в диапа-

зоне 10–50 В, а максимум коэффициента распыления заведомо выше 20 эВ. Соответственно, при энергии ионов ниже 20 эВ для травления полупроводниковых материалов необходимо использовать химически активные плазмообразующие газы (как правило, соединения хлора и фтора), что не всегда приемлемо с точки зрения влияния на электрофизические свойства обрабатываемых материалов и структур. Использование ионных потоков с энергией свыше 100 эВ приводит к непозволительно высокой (для низкоразмерных систем) плотности радиационных дефектов обрабатываемой структуры. Ниже мы обсудим способы управления энергетическими характеристиками ионных потоков, генерируемых в плазмохимических реакторах.

Пучковая плазма (LAPPS). Альтернативный вышеописанным способ генерации плазмы использован в установке LAPPS (см. [5] и процитированные там источники). В этой системе используется ленточный электронный пучок малой плотности ($1\text{--}10\text{ мА/см}^2$), эмитируемый разрядом с полым катодом. «Спокойная» плазма создается ударной ионизацией молекул газа электронами пучка (в системе отсутствуют внутренние механизмы ускорения ионов или плазмы). Показано, что эта система эффективна при создании плазмы в любой газовой композиции; способна к созданию низкотемпературной плазмы ($T_e < 0,5\text{ эВ}$) с высокой плотностью ($10^9\text{--}10^{12}\text{ см}^{-3}$); масштабируется на большие площади (до квадратных метров). Ионные потоки на обрабатываемой поверхности имеют среднюю энергию $\sim 3\text{ эВ}$. Требуемая плотность плазмы достигается при давлениях рабочего газа $10^{-2}\text{--}10^{-1}\text{ Па}$, соответственно из-за высокой частоты столкновений ухудшается направленность ионного потока.

Установка LAPPS использовалась для создания покрытий TiN на титановых сплавах, модификации поверхности полимеров и других технологических процессов.

Электронный пучок как источник энергии для создания плазмы использован и в *плазмохимическом реакторе на базе пучково-плазменного разряда (ППР)* [6–9].

Этот реактор основан на обнаруженном в [10] эффекте эмиссии из области пучково-плазменного разряда (ППР) в слабом или нулевом магнитном поле ионного потока с энергией, регулируемой в диапазоне, оптимальном для задач травления и напыления материалов микроэлектроники.

Схема реактора показана на рис. 2. Плазма формируется в вакуумной камере – цилиндре диаметром 20–50 см и длиной 40–50 см при продольном магнитное поле с индукцией до 50 Гс. В камере поддерживается рабочее давление аргона 0,006–0,2 Па. Источником осевого электронного пучка служит диодная пушка Пирса с плоским гексаборидлантановым (LaB_6) катодом. Типичные параметры электронного пучка на входе в плазменную камеру: ускоряющее напряжение $U_b = 2$ кВ, ток I_b – до 500 мА, характерный диаметр от 1 до 1,5 см. Источник питания пушки обеспечивает её работу в импульсном режиме с длительностью импульса $\tau_b = 10$ –200 мс и скважностью >3 , что позволяет избежать перегрева обрабатываемой поверхности. У противоположной стенки плазменной камеры помещен коллектор электронов, на который подавался положительный потенциал 0–100 В, задающий потенциал приосевой области плазменного столба и тем самым управляющий энергией ионного потока, ускоряемого из этой области на периферию разряда.

В рабочем объёме создается пучково-плазменный разряд, в котором формируется поток ионов от оси разряда к его периферии с управляемыми энергетическими характеристиками (средней энергией, регулируемой в диапазоне 20–80 эВ, и шириной кривой плотности распределения). Благодаря высокой эффективности ионизации в ППР и уходу ионов по нормали к оси разряда в значительной степени снимаются проблемы срока службы термокатода и загрязнения плазмы продуктами эрозии катода.

Для реализации режимов напыления углеродных пленок используется специальный режим ППР («отражательный ППР»). В этой модификации коллектором-мишенью служит диск из графита диаметром 10 см, на который подается потенциал катода. Таким образом, мишень бомбардируется потоком ионов из разряда с энергией до 2 кэВ. Управление энергией потока ионов на подложку осуществляется подачей напряжения (20–150 В) на специальный электрод – трубку диаметром 2 см и длиной 2 см, коаксиальную с плазменным столбом и помещённую вблизи переднего фланца камеры.

На описанном реакторе апробированы технологии бездефектного травления затворных канавок НЕМТ транзисторов [11], осаждения наноразмерных алмазоподобных пленок [12], получения струк-

турно совершенного графена способом травления монокристаллов природного графита [13].

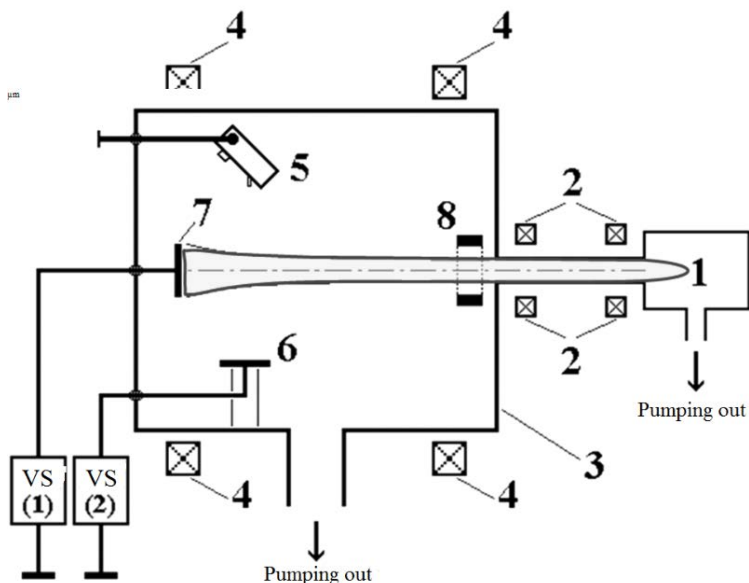


Рис. 2. Схема плазменно-пучкового реактора: 1 – электронный инжектор; 2 – катушки магнитного сопровождения пучка; 3 – плазменная камера; 4 – катушки Гельмгольца; 5 – анализатор энергии ионов; 6 – держатель подложки; 7 – коллектор; 8 – модулирующий электрод; VS – блоки питания

3. Энергия ионов в реакторе и способы управления

Энергия ионов, воздействующих на поверхность стенки, контактирующей с плазмой, как правило, определяется разностью потенциалов на слое, образующемся у стенки, в котором нарушаются условия квазинейтральности плазмы. Напомним здесь основные свойства этих слоёв.

В приближении спокойной (неосциллирующей) бестоковой плазмы с максвелловским распределением электронов по энергиям и холодными ионами ($T_i \ll T_e$) формируется так называемый слой Дебая, при этом разность потенциалов между заземлённой стенкой и плазмой (при балансе токов на стенку):

$$V_f - V_s = \frac{kT_e}{2e} \ln \left(\frac{\pi m}{2M} \right),$$

что для аргона составляет $\approx 5kT_e$. Ширина слоя $s \sim 5\lambda_D$. Таким образом, например, для плазмы с $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 5 \text{ эВ}$ ширина слоя составляет около 0,25 мм, а падение потенциала на нем 25 В.

Это приближение описывает идеализированную ситуацию; в реальности в газоразрядной плазме низкого давления распределение электронов отличается от максвелловского, и наличие интенсивных колебаний в ВЧ- и СВЧ-разрядах существенно меняют ситуацию. С точки зрения задач этого обзора этими отличиями можно пренебречь.

У электрода, к которому приложено отрицательное напряжение, формируется слой пространственного заряда ионов (количество электронов пренебрежимо мало), плавно переходящий в слой Дебая, и в соответствии с законом Чайльда–Ленгмюра ширина этого слоя

$$d = \frac{2}{3} \left(\frac{2V_0}{kT_e} \right)^{3/4} \lambda_D.$$

Так, для $V_0 = 400 \text{ В}$ и тех же параметров плазмы, что и выше, $d = 15\lambda_D$, и суммарная ширина слоя $s+d \approx 20\lambda_D \sim 1 \text{ мм}$.

Следует отметить, что потенциал плазмы всегда следует за потенциалом наиболее положительного электрода или части стенки камеры [2, 3].

При питании электрода синусоидальным напряжением от ВЧ-источника V_s будет следовать за ним в положительном полупериоде, но останется при потенциале, определенном противоположным электродом, в отрицательном полупериоде. Таким образом, усреднённое по времени падение напряжения на слое будет больше при наличии ВЧ-возбуждения, и в среднем ионный ток будет бомбардировать подложку с большей энергией. Поскольку ВЧ-мощность задаёт также и плотность плазмы, ионный ток и энергия не могут управляться независимо в одночастотном RIE-разряде.

При травлении структур на изолирующих подложках или слоях невозможно создать смещение на подложке постоянным напряжением, поэтому для управления энергией ионов используется ВЧ-смещение. Из-за различной скорости реакции ионов и электронов слой в каждой фазе ВЧ-колебания будет таким же, как стационар-

ный слой при постоянном напряжении на электроде, и для ионов создаётся ускоряющее напряжение (эффект выпрямления ВЧ-напряжения).

Хотя невозможно уменьшить энергию ионов при заданной мощности генератора, но её можно увеличить, возбуждив электрод с подложкой от другого генератора – на той же или другой частоте. Усреднённая функция распределения ионов по энергиям на подложке определяется соотношением времени пролёта иона через слой и периодом управляющего напряжения и имеет бимодальный характер с шириной между пиками, определяемой массой ионов.

Как указано выше, в пучково-плазменном реакторе управление энергией ионов осуществляется достаточно просто: изменением потенциала плазмы подачей соответствующего потенциала на коллектор или специальный электрод (в режиме напыления). При этом средняя энергия ионов оказывается несколько выше разности потенциалов между плазмой и стенкой за счёт их ускорения при движении из приосевой области разряда на периферию. Полуширина функции распределения определяется интенсивностью ППР и составляет 10–30% от средней энергии в характерных режимах.

В некоторых плазмохимических операциях нежелателен высокий потенциал автосмещения положки, генерируемый в ВЧ-источниках плазмы: так, было показано, что осаждение графена методом PECVD при контакте ВЧ-плазмы с подложкой происходит в форме чешуек, растущих перпендикулярно поверхности подложки. Для таких реакций используются конструкции реакторов, разделяющих области генерации плазмы и взаимодействия с подложкой (remote plasma).

4. Зарядка поверхности

При создании приборов нанoeлектроники традиционные плазменные технологии сталкиваются с неизбежными проблемами, вызванными, в том числе, накоплением зарядов на обрабатываемых поверхностях. Понимание влияния зарядки поверхности на процесс плазменного воздействия на нанометровые масштабы и топологию

получаемых при этом процессе структур является ключом к созданию приборов такого уровня.

Известны два физических эффекта, вызываемые накоплением заряда на диэлектрике и оказывающие существенное влияние на результаты плазменных технологических процессов в нанoeлектронике. Во-первых, электрические поля в диэлектрике, например в оксидной пленке затвора транзистора, приводят к росту токов через диэлектрик и даже к пробое диэлектрического слоя [14]. Во-вторых, в процессах, в которых плазма воздействует на неоднородные по площади поверхности (травление и осаждение через маску; воздействие на металлические или полупроводниковые объекты на изолирующей подложке и т.п.) электрические поля на поверхности искажают траектории ионов, воздействующих на обрабатываемые структуры, и как следствие, приводят к искажению геометрии объекта.

Локальная зарядка поверхности, вызванная разной направленностью изотропного электронного и анизотропного ионного потоков, была проанализирована впервые методом компьютерного моделирования в [15]. В дальнейшем разрабатывались всё более сложные и точные модели для анализа эффекта зарядки диэлектрика при плазменном травлении структур. Одновременно проводились экспериментальные исследования и поиски практических решений для преодоления возникающих проблем (см., например, [16–18]).

В [19, 20] был продемонстрирован способ борьбы с эффектами накопления с помощью импульсной модуляции плазмы – включением и выключением разряда с характерным временем в несколько десятков микросекунд. Показано, что эта техника радикально снижает накопление заряда на оксидной пленке затвора транзистора и понижает плавающий потенциал, тем самым существенно улучшая селективность травления и улучшая топографию структуры.

Альтернативное решение той же проблемы: импульсная модуляция потенциала подложки или плазмы с частотой ~ 200 КГц – реализовано в [8]. В этом случае параметры плазмы в объёме практически не меняются, но чередование ионного и электронного потоков с существенно различающимися временами релаксации приводит к значительному снижению заряда на изолированной поверхности.

В работах [15–20] исследовались задачи, связанные с воздействием плазмы на структуры, состоящие из слоёв, селективных по скорости травления, но существенно не отличающихся по электрической проводимости. Эффект накопления заряда определяется в этом случае электрическими полями на неоднородных по геометрии поверхностях и особенно сильно выражен при травлении канавок или отверстий с высоким аспектным соотношением. Однако, возможно, не менее важная задача для плазменных технологий – травление структур типа «проводник на изоляторе». Такая задача возникает при создании подводящих проводников к активным элементам, получении наноразмерных структур, включая двумерные, на металлах и полуметаллах. Хотя на практике с этой проблемой сталкиваются в настоящее время достаточно часто и решают её, как правило, достаточно сложными эмпирическими способами [21, 22]. В [23] методом математического моделирования показан эффект зарядки в данном случае: формирование электростатической линзы, создающей резко неоднородный поток ионов на поверхность проводника.

5. ALET- и ALD-технологии

Итак, основные трудности применения технологий плазменной обработки материалов для задач нанoeлектроники связаны с тем, что эти технологии создают радиационные дефекты, вызванные воздействием ионов и излучением из плазмы. При уменьшении размеров структур всё большую роль играют эффекты зарядки поверхности, нарушающие их топологию при травлении. Эти серьезные проблемы должны быть преодолены при изготовлении будущих наноразмерных устройств, поскольку они сильно ухудшают электрические характеристики устройства и приводят к ограничениям критических размеров структур в процессе травления. Таким образом, устройства с характерными размерами структур меньше 10 нм требуют бездефектных атомно-слоистых процессов травления (ALET – «atomic layer etching technology») и осаждения (ALD – «atomic layer deposition») атомно-тонких материалов с совершенной структурой и заданными электрофизическими и оптическими свойствами.

Над этими задачами работают многие группы исследователей; появились уже специальные разработки промышленного оборудования упоминавшихся выше компаний Oxford Instruments и

Sentech, а также промышленные компании, специализирующиеся в производстве оборудования для осаждения атомных слоёв материалов [24].

Обсудим современное состояние технологий ALET и ALD. Такие технологии вначале развивались как чисто химические, в которых происходит насыщенная адсорбция реагента в одном слое обрабатываемого материала, преобразование удаляемого вещества в поверхностной реакции в насыщенном слое с последующим удалением продукта реакции потоком нейтрального газа. Чисто химические процессы, однако не могут обеспечить анизотропного травления, поэтому для получения низкоразмерных структур необходимо применять плазмохимические самоограниченные процессы. Так, в [25] предложена методика сухого травления монокристаллического кремния с точностью до монослоя. Циклический процесс атомно-слоистого травления кремния состоял из четырёх последовательных стадий: адсорбция реагента, эвакуация его избытка, ионное облучение и эвакуация продукта реакции. Существенную роль в этих процессах играет энергия ионов из плазмы, определяющая в силу порогового характера реакций селективность происходящих процессов.

Технология ALET была применена для послойного травления графена [26], а также формирования на графене полной структуры полевого транзистора [27].

Одним из последних достижений технологии ALD стал низкотемпературный синтез пленки графена с высокого качества PECVD методом [28].

Заключение

Разработка плазмохимических процессов специально для задач наноэлектроники в настоящее время активно развивается, над этими задачами работают многие группы исследователей. Сейчас совершенно очевидно, что решение таких задач требует не просто совершенствования хорошо известных процессов и схем, но применения качественно новых подходов.

Один из них – применение для травления источников энергичных нейтральных пучков, полностью исключая зарядку поверхности и повреждение структуры УФ-облучением. В [29] такой

пучок создавался вводом углеродной апертуры между областью генерации плазмы и поверхностью подложки.

Процессы с применением нейтральных пучков имеют преимущества в задачах атомно-слоистого бездефектного травления, несмотря на то, что скорость травления гораздо ниже, чем при плазменном травлении.

Поскольку всё большее внимание и применение для нанoeлектроники приобретают новые материалы, такие как GaAs, углеродные нанотрубки, графен, органические полупроводники и биосупермолекулы, будут необходимы атомно-слоистые процессы с предельно низкими дефектами и точным контролем реагирующих компонентов и их энергии [30].

Обзор выполнен при частичной поддержке РФФИ (грант 14-08-00143).

Список литературы

1. Борисенко В.Е. Нанoeлектроника: теория и практика. 3-е изд. (эл.). М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2013.
2. Lieberman M. A, Lichtenberg A. J. Principles of plasma discharges and materials processing. John Wiley & Sons, Inc., 1994, N.Y., USA.
3. Chen F. F, Chang J. P. Principles of plasma processing. Plenum/Kluwer Publishers, 2002.
4. Makabe T, Petrovic Z. Plasma Electronics: Applications in Microelectronic Device Fabrication. Taylor & Francis Group, New York – London, 2006.
5. Leonhardt D, Walton S. G., and Fernsler R. F. Phys. Plasmas 14, 057103 (2007).
6. Исаев Н. В, Темирязева М. П, Тараканов В. П. и др. // Прикладная физика, 2008, № 3, с. 73.
7. Shustin E. G, Isaev N. V, Temiryazeva M. P , Fedorov Yu. V . Vacuum. 2009, v. 83. p. 1350
8. Shustin E.G., Isaev N.V., Klykov I.L., Peskov V.V. Vacuum 2011, v. 85, p. 711
9. Исаев Н. В., Клыков И.Л., Песков В.В. и др. // ПТЭ, 2014, № 1, с. 124–127

10. Исаев Н. В., Чмиль А. И., Шустин Е. Г. // Физика плазмы, 2004, т. 30, с. 292
11. Isaev N. V, Fedorov Yu. V, Shustin E G. Известия вузов, сер. Физика, 2006, т. 49, № 8, Приложение, с. 99–101.
12. Шустин Е. Г., Исаев Н. В., Клыков И. Л. и др. // ЖТФ, 2013, т. 83, с. 97.
13. Латышев Ю. И., Орлов А. П., Песков В. В. и др. // ДАН, Физика, 2012, т. 242, с. 181.
14. Cheung K.P. Plasma Charging Damage. 2001, Springer, ISBN 1 85233-144-5, 361 pp.
15. Arnold J. C., Sawin H. H. J. Appl. Phys. 1991, v. 70, p. 5314.
16. Rangelow I. W. J. Vac. Sci. Technol, 2003, A21, p. 1550.
17. Jinnai B., Fukuda S., Ohtake H., Samukawa S. J. Appl. Phys., 2010, v. 17, 043302
18. Zhao X., del Alamo J. A. IEEE Electron Device Letters, 2014, v. 35, p. 521.
19. Samukawa S. Applied Surface Science 2007 V.253 P.6681–6689.
20. Ohtake H., Noguchi K., Samukawa S., a. oth. J. Vac. Sci. Technol. 2000, B18, 2495.
21. Goodyear A., Olynick D., Mackenzie S., Anderson E. J. Vac. Sci. Technol, 2000, B. 18(6), p. 3471.
22. Gilmartin S , Arshak K , Bain D , a. oth. Microelectronic Engineering, 2010, v. 87, p. 1634.
23. Tarakanov V.P., Shustin E.G. Vacuum, 2015, v. 113, p. 59–63.
24. <http://www.picosun.com/ru/>
25. Athavale S. D. and Economou D. J. J. Vac. Sci. Technol. 1996, B14(6).
26. Jones J. D., Shah R. K., Verbeck G. F., and Perez J. M. Small, 2012, v. 8, p. 1066.
27. Lim W. S., Kim Y.Y., Kim H. a. oth. Carbon, 2012, v. 50, p. 429–435.
28. Zhang Y., Ren W., Jiang Z., a.oth.| J. Mater. Chem. C, 2014, 2, 7570–7574.
29. Samukawa S. 2006 Japan. J. Appl. Phys. 45 2395.

30. Samukawa S., Hori M., Rauf S. a. oth. J. Phys. D: Appl. Phys.
45 (2012) 253001.