

УДК 533.9

2D- И 3D-МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ИЗ ПЛАЗМЫ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ АНАЛИЗАТОРОМ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

© 2023 г. А. И. Мещеряков^{а,*}, И. Ю. Вафин^а, С. Е. Гребенщиков^а, И. А. Гришина^а^аФИЦ “Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН”, Москва, Россия

*e-mail: meshch@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 08.06.2023 г.

После доработки 05.09.2023 г.

Принята к публикации 15.09.2023 г.

Выполнено 2D- и 3D-моделирование проникновения нейтральных частиц в плазму с параметрами, соответствующими режиму омического нагрева в стеллараторе Л-2М, и проведено сравнение результатов моделирования. Получены радиальные распределения плотности нейтралов в плазменном шнуре и модельные энергетические спектры потока атомов перезарядки, вылетающих из плазмы. Для условий омического нагрева в стеллараторе Л-2М определены значения плотностей плазмы, выше которых необходимо учитывать при моделировании процессы рекомбинации. Сравнение модельных энергетических спектров потока атомов перезарядки, вылетающих из плазмы, с экспериментальными данными позволило построить радиальные распределения плотности нейтралов в абсолютных единицах. При этом расчетное значение плотности нейтралов в центре плазменного шнура составило около 10^{15} м^{-3} , что на четыре порядка меньше плотности заряженных частиц 10^{19} м^{-3} .

Ключевые слова: компьютерное моделирование, проникновение нейтральных частиц в плазму, энергетические спектры потока нейтралов, стелларатор Л-2М

DOI: 10.31857/S0367292123600693, **EDN:** HIZQRT

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализаторы нейтральных частиц (NPA, Neutral Particle Analyzers) часто используются на термоядерных установках для определения температуры ионов плазмы по энергетическим спектрам быстрых атомов, возникших в результате процессов перезарядки горячих ионов на медленных нейтральных частицах, поступающих в плазму со стенки вакуумной камеры. При этом в результате перезарядки быстрые атомы, вылетающие из плазмы, сохраняют импульс и энергию исходных ионов. Достоинством диагностики является ее достаточно высокое энергетическое разрешение. С помощью NPA-диагностики можно получать как локальные данные, так и усредненные по хорде измерений, в зависимости от выбранной схемы измерений: активной [1–4] или пассивной [5–7]. На стеллараторе Л-2М анализатор нейтральных частиц работает в пассивном режиме: измеряются энергетические спектры атомов перезарядки, усредненные по хордам тороидального плазменного шнура. Имеется также возможность сканирования плазмы анализатором нейтральных частиц по радиальным хордам плазмы.

Если плотность плазмы является достаточно низкой, то энергетический спектр атомов перезарядки практически совпадает со спектром ионов плазмы. На современных термоядерных установках, работающих с высокими плотностями плазмы порядка 10^{20} м^{-3} , интерпретация результатов пассивной NPA-диагностики начинает сталкиваться с некоторыми трудностями. С ростом плотности плазма становится все менее “прозрачной” для атомов перезарядки, вылетающих из центральных областей плазмы. В этих условиях до детекторов NPA-диагностики сможет долететь лишь небольшое количество атомов перезарядки из центральных областей плазмы. Этот эффект называют эффектом экранировки. Он осложняет интерпретацию спектров атомов перезарядки, вылетающих из плазмы. В частности, прямое определение ионной температуры в центральных областях плазмы становится возможным только по высокоэнергетичным “хвостам” спектра атомов перезарядки. Кроме того, с увеличением плотности плазмы возрастает роль процессов рекомбинации в формировании радиального распределения плотности нейтралов в центральных областях плазмы, и эти процессы

необходимо учитывать при интерпретации спектров атомов перезарядки.

В этих условиях возрастает роль моделирования процессов проникновения нейтралов в плазму. В ходе моделирования можно получить такие параметры, как радиальный профиль концентрации нейтралов и величину потока атомов перезарядки из плазмы, которые необходимы для корректной интерпретации спектров атомов перезарядки, измеренных с помощью NRA-диагностики. Сравнивая спектры атомов перезарядки, измеренные NRA-диагностикой, с расчетными спектрами, полученными в результате моделирования процессов поступления в горячую плазму холодных нейтралов со стенки вакуумной камеры, можно определить абсолютную концентрацию нейтралов в центральных областях плазменного шнура и вычислить энергетические потери за счет потока атомов перезарядки вылетающих из плазмы.

Таким образом, измерения энергетических спектров атомов перезарядки с помощью NRA диагностики должны сопровождаться моделированием процессов проникновения в плазму нейтральных частиц, поступающих со стенки вакуумной камеры.

В настоящее время разработаны транспортные коды, которые включают в себя и перенос нейтральных частиц. Эти коды можно использовать для расчета потока атомов перезарядки, выходящих из плазмы, а также энергии, выносимой этими атомами [8]. Транспортные коды представляют собой сложные компьютерные программы, требующие большого времени вычислений. При этом они, как правило, не дают информации о спектре атомов перезарядки, вылетающих из плазмы, поскольку изначально нацелены на расчет глобального баланса и переноса энергии и частиц в плазме. Поэтому для интерпретации экспериментальных данных NRA-диагностики разрабатывают специальные компьютерные программы. Например, в ФТИ им. А.Ф. Иоффе для интерпретации результатов NRA-диагностики разработан плазмофизический код DOUBLE-MS [9]. Особенностью этого кода является возможность трехмерной постановки задачи и учет большого числа процессов взаимодействия между частицами плазмы. При этом распределения частиц в пространстве скоростей считаются двумерными. Код Double-MS успешно используется на многих экспериментальных установках [10–12].

Стелларатор Л-2М является установкой с наибольшим поперечным размером (средний радиус плазмы 0.115 м), работающей в диапазоне небольших значений плотности плазмы ($1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) [13]. Считается, что для таких установок эффект экранировки выражен слабее,

и можно оценивать температуру ионов в центральных областях плазмы, исключая низкие энергии из рассмотрения при анализе энергетических распределений атомов перезарядки, поскольку низкоэнергетическая часть спектра атомов перезарядки формируется преимущественно благодаря периферийной плазме [14]. Кроме того, в стеллараторе Л-2М перед проведением экспериментов для подготовки стенки вакуумной камеры проводится ее боронизация – покрытие стенки бороуглеродной пленкой в тлеющем разряде в гелии [15]. Эта процедура приводит к существенному уменьшению количества примесей, поступающих со стенок камеры в плазму. При этом эффективный заряд плазмы оказывается в интервале значений 1.2–1.5, а спектральные диагностики примесей регистрируют в основном линии ионов бора, входящих в состав защитной пленки. По мнению авторов, для стелларатора Л-2М при интерпретации спектров NRA-диагностики нет необходимости учитывать большое число атомных процессов с участием примесей, как это делается в расчетах с использованием кода DOUBLE-MS. Поэтому в данной работе проведено моделирование процесса проникновения нейтралов, поступающих со стенки камеры, в центральные области плазмы с использованием двух простых моделей. Сравнение результатов такого моделирования с экспериментом позволит, в частности, определить вклад периферийных областей плазменного шнура в энергетический спектр атомов перезарядки, и оценить связанную с этим вкладом ошибку, вносимую в измерение центральной ионной температуры плазмы стелларатора Л-2М.

Одной из использованных моделей является плоскослоистая модель, в которой используются одномерные функции распределения нейтралов и ионов в пространстве скоростей [16]. Такое моделирование с одной пространственной координатой и одномерной функцией распределения по скоростям будем называть 2D-моделированием. При использовании плоско-слоистой модели считается, что все частицы плазмы движутся только вдоль одной пространственной координаты. Очевидно, что такое описание плазмы в тороидальной установке далеко от реальности.

Более адекватно взаимодействие частиц в тороидальной плазме описывается моделью, в которой распределения частиц по скоростям являются двумерными, а для описания тороидальной плазмы используется одномерная цилиндрическая модель. При этом предполагается, что тороидальность не вносит существенный вклад в измерение спектра и потока атомов перезарядки при использовании узконаправленных коллиматоров на входе NRA-диагностики. Такое моделирование будем называть 3D-моделированием. При 3D-моделировании расчеты усложняются,

но обеспечивают более точное моделирование экспериментальных данных о потоке атомов перезарядки в тороидальной плазме.

В данной работе проведено 2D- и 3D-моделирование проникновения нейтральных частиц в плазму с параметрами, соответствующими режиму омического нагрева в стеллараторе Л-2М. Получены радиальные распределения нейтральных частиц в плазме и модельные энергетические спектры атомов перезарядки, вылетающих из плазмы. Проведено сравнение результатов 2D- и 3D-моделирования, и в обоих случаях оценена плотность плазмы, начиная с которой возникает необходимость учета вклада рекомбинации в формирование радиального распределения нейтралов.

Статья включает в себя следующие разделы. В разд. 2 дано описание моделей, использованных в расчетах. В разд. 3 приведены результаты 2D- и 3D-расчетов и проведено их сравнение. В разд. 4 модельные энергетические спектры атомов перезарядки сравниваются со спектром, измеренным ранее НРА-диагностикой в режиме омического нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М. В разд. 5 приведены основные выводы.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОНИКНОВЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМУ

Плотность нейтралов, поступающих в плазму со стенки вакуумной камеры, можно найти, решая следующее кинетическое уравнение, учитывающее взаимные превращения нейтралов и ионов в результате перезарядки, ионизации и рекомбинации [16]

$$\mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + sf = (s_1 N + s_2 n) f_i, \quad (1)$$

где \mathbf{v} – скорость нейтралов, N – плотность нейтралов, n – плотность ионов, f – функция распределения нейтралов по скоростям, f_i – нормализованное на единицу максвелловское распределение ионов, $s_1 = \langle \sigma_{cx} u \rangle n$ – скорость процесса перезарядки, $s_2 = \langle \sigma_r u \rangle n$ – скорость процесса рекомбинации, $s_3 = (\langle \sigma_i u \rangle + \langle \sigma_e u \rangle) n$ – скорости ионизации ионным и электронным ударом, $s = s_1 + s_3$, u – относительная скорость частиц, σ_{cx} – сечение перезарядки, σ_r – сечение рекомбинации, σ_i и σ_e – сечения ионизации ионным и электронным ударом, а угловые скобки означают усреднение по максвелловскому распределению ионов или электронов. Интегрируя это уравнение вдоль прямых траекторий нейтралов и по скоростям, можно получить следующее интегральное уравнение

второго рода относительно плотности нейтралов:

$$N(\rho) = \int_0^a K(\rho, \xi) s_1(\xi) N(\xi) d\xi + N_0(\rho), \quad (2)$$

где $K(\rho, \xi)$ – ядро уравнения (2), которое определяется формулами (4.101) и (4.102) из [16], которые мы не будем приводить по причине их громоздкости. Здесь введены цилиндрические координаты ρ , φ и z , а ξ – переменная интегрирования, которая изменяется от 0 до малого радиуса плазмы a . В формуле (2) $N_0(\rho) = N_1(\rho) + N_2(\rho)$, где $N_1(\rho)$ – плотность первичных нейтралов, которые поступают через границу плазмы и достигают слоя плазмы с координатой ρ без единого акта ионизации или перезарядки, а $N_2(\rho)$ – плотность нейтралов, образующихся в результате рекомбинации, которую можно рассчитать по следующей формуле:

$$N_2(\rho) = \int_0^a K(\rho, \xi) s_2(\xi) n(\xi) d\xi. \quad (3)$$

Для плоско-слоистой модели (2D-моделирование), предполагающей движение ионов и нейтралов, имеющих одномерное распределение в пространстве скоростей ($v = v_x$), вдоль лишь одной пространственной координаты x , ядро уравнения (2) имеет следующий вид:

$$K(x, \xi) = \frac{1}{2v_i(\xi)} \{ \Phi(x, \xi, v_i(\xi)) + \Phi(x, 0, v_i(\xi)) \Phi(0, \xi, v_i(\xi)) \}, \quad (4)$$

где $\Phi(x, \xi, v_i) = \exp\left(-\frac{1}{v_i} \int_{\xi}^x s(\eta) d\eta\right)$. При выводе

формулы (4) считалось, что функции распределения по скоростям ионов и нейтралов, проникающих снаружи через границу плазмы, являются δ -функциями. Это означает, что в расчетах предполагалось, что все ионы плазмы имеют скорость v_i , равную тепловой, а все входящие нейтралы имеют одинаковую энергию.

Профили электронной и ионной температуры, а также плотности плазмы, задавались в виде, близком к экспериментально измеренным профилям в режиме омического нагрева на стеллараторе Л-2М (рис. 1). Заметим, что в стеллараторе Л-2М рабочим газом в режиме омического нагрева является водород, поэтому моделирование проводилось для водородной плазмы.

Очевидно, что геометрия плоскостной модели неадекватно описывает геометрию тороидальной магнитной ловушки. Рассмотрим более сложную модель (3D), которая будет более приближена к условиям реального эксперимента в

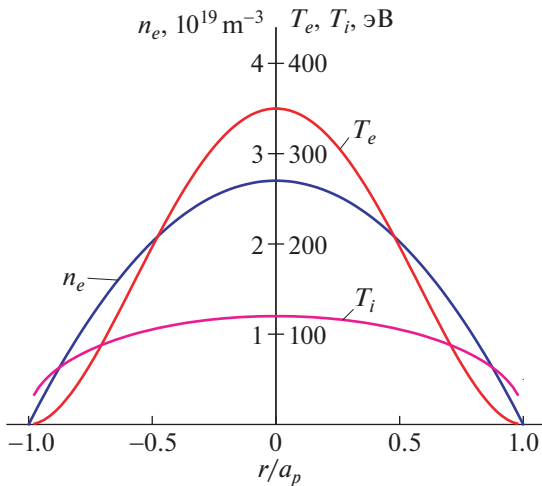


Рис. 1. Профили плотности плазмы, а также электронной и ионной температуры, использованные при моделировании.

тороидальной магнитной ловушке. Будем считать, что ионы и нейтралы имеют двумерную функцию распределения в пространстве скоростей и одномерную функцию распределения по координате (по радиусу плазменного шнура). При этом для упрощения расчетов полагаем, что плазма является цилиндрической, и по азимутальному углу все ее параметры распределены однородно. По-прежнему будем считать, что функции распределения ионов и входящих на границе плазмы нейтралов по скоростям являются δ -функциями. Тогда можно численно решить уравнение (2) с ядром, имеющим существенно более сложный вид, описываемый формулами (4.101) и (4.102) из [16]. Мы не приводим явный вид этих формул, потому что для решения уравнения (2) была разработана специальная эквивалентная процедура проведения интегрирования, которая позволила избежать прямого использования этих громоздких формул.

Сравним результаты моделирования проникновения нейтралов в плазму, полученные с использованием 2D- и 3D-моделей.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ 2D- И 3D-МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ СРАВНЕНИЕ

Интегральное уравнение (2) решалось численно с использованием метода последовательных приближений. При этом искомая плотность нейтралов записывалась в виде следующего ряда:

$$N(\rho) = \sum_{k=0}^{\infty} N^{[k]}(\rho)$$

За нулевое приближение $N^{[0]}(x)$ (2D) (или $N^{[0]}(\rho)$ (3D)) принималась плотность нейтралов, поступающих в плазму со стенки вакуумной камеры и не испытавших ни одного акта ионизации или перезарядки. Первое приближение $N^{[1]}(x)$ (или $N^{[1]}(\rho)$ в случае 3D-моделирования), представляющее собой плотность однократно перезарядившихся нейтралов, вычислялось по формуле

$$N^{[1]}(x) = \int_0^a K(\rho, \xi) s_1(\xi) N^{[0]}(\xi) d\xi.$$

Аналогично находились второе и последующие приближения. Для высоких плотностей плазмы $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ выполнялось до десяти итераций, а для низких плотностей $\sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ оказалось достаточным выполнить три итерации.

В формирование популяции нейтральных частиц в плазме вносят вклад три процесса: проникновение со стенки, перезарядка и рекомбинация. Все эти процессы были учтены при проведении моделирования. Основываясь на данных работ [17, 18], в расчетах энергия атомов водорода, поступающих в плазму, считалась равной 2 эВ, а энергия атомов перезарядки определялась температурой ионной компоненты в точке перезарядки. Значения сечений ионизации и перезарядки брались из работ [19, 20]. Профили концентрации атомов, возникших в результате рекомбинации, вычислялись по формуле (3).

Перейдем к анализу результатов, полученных в результате моделирования. На рис. 2 показаны профили концентрации атомов водорода, полученные при 2D- и 3D-моделировании при одинаковых исходных параметрах плазмы (рис. 1). Кривые 1 (2D) и 2 (3D) показывают профили плотности нейтралов, являющиеся суммой всех вычисленных приближений. Кривые 3 (2D) и 4 (3D) соответствуют нулевым приближениям профилей $N^{[0]}(x)$ (2D) и $N^{[0]}(\rho)$ (3D) плотности нейтралов, поступающих со стенки вакуумной камеры и не испытавших ни одного акта ионизации или перезарядки. Кривые 5 (2D) и 6 (3D) соответствуют профилям нейтральных частиц, возникших в результате рекомбинации. Из рисунка видно, что 3D-моделирование (более приближенное к реальным условиям) дает меньшее проникновение нейтралов со стенки вакуумной камеры (см. кривые 3 и 4) и атомов перезарядки в центр плазмы. Суммарная концентрация нейтральных частиц в центре плазмы при 3D-моделировании оказывается в 3.5 раза меньше, чем при 2D-моделировании (кривые 1 и 2), хотя 2D- и 3D-моделирование проводилось при одинаковых исходных параметрах плазмы. Кривые 5 и 6 показывают, что при средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle = 1.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ вклад атомов, возникших в результате

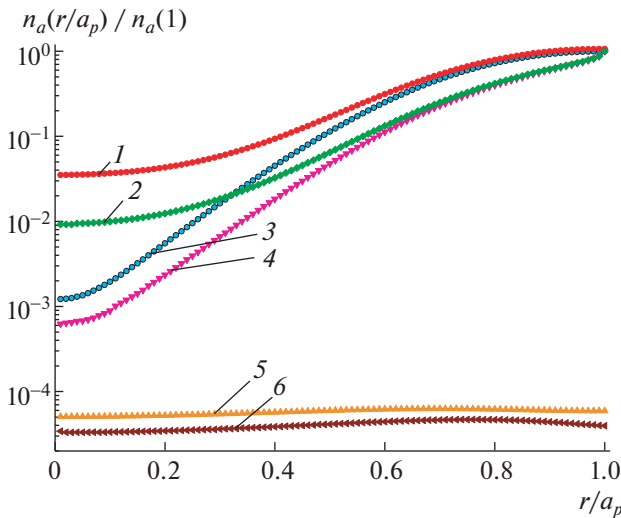


Рис. 2. Профили концентрации атомов водорода, полученные при 2D- и 3D-моделировании. Кривые 1 (2D) и 2 (3D) показывают профили суммарной концентрации нейтралов нулевых и всех последующих вычисленных приближений. Кривые 3 (2D) и 4 (3D) соответствуют плотности нейтралов, поступающих со стенки вакуумной камеры и не испытавших ни одного акта ионизации или перезарядки. Кривые 5 (2D) и 6 (3D) соответствуют профилям нейтралов, возникших в результате рекомбинации.

рекомбинации, незначителен, и его можно не учитывать при проведении моделирования.

С ростом плотности вклад атомов рекомбинации в плотность нейтральных частиц в центре плазмы возрастает, в то время как суммарный вклад нейтралов, проникающих со стенки камеры, и атомов перезарядки будут убывать. По результатам моделирования можно оценить, начиная с какой плотности плазмы вклад атомов рекомбинации становится сравнимым с суммарным вкладом нейтралов, пришедших со стенки, и атомов перезарядки. Из рис. 2 видно, что вклад рекомбинации может стать существенным, в первую очередь, в центральной области плазмы. На рис. 3 показаны модельные зависимости от плотности плазмы суммарной концентрации нейтральных частиц, возникающих за счет процессов проникновения нейтралов со стенки в плазму и их перезарядки (кривые 1 (2D) и 2 (3D)), и концентрации атомов, возникших в результате рекомбинации (кривые 3 (2D) и 4 (3D)) в центре плазмы. Видно, что в центре плазмы атомы, возникшие в результате рекомбинации, преобладают при средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle$, превышающей $8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (в случае 2D-моделирования) или $6.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (в случае 3D-моделирования). Использование более точной 3D-модели показывает, что при расчетах концентрации нейтралов процессы рекомбинации необходимо учитывать,

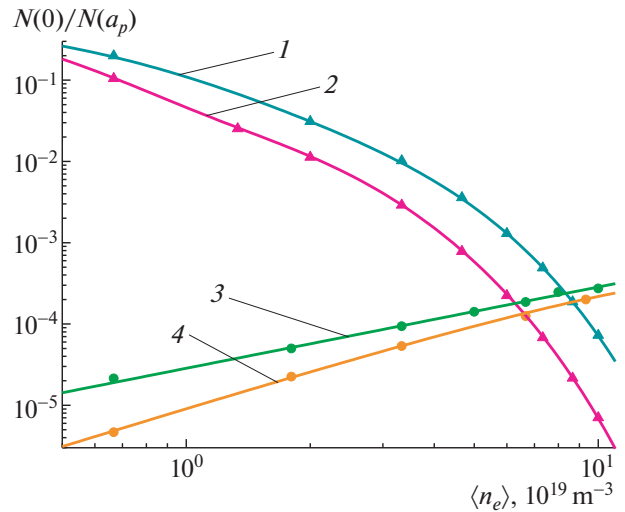


Рис. 3. Модельные зависимости от плотности плазмы суммарной концентрации нейтралов, возникающих за счет процессов проникновения со стенки и перезарядки (кривые 1 (2D) и 2 (3D)), и концентрации атомов, возникших в результате рекомбинации (кривые 3 (2D) и 4 (3D)), в центре плазмы.

начиная с меньших значений плотности плазмы, чем это получалось при 2D-моделировании. Отметим, что эксперименты на стеллараторе Л-2М проводятся при плотностях плазмы $\langle n_e \rangle < 4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Поэтому в этих экспериментах учет процессов рекомбинации не требуется.

4. СПЕКТРЫ ПОТОКА АТОМОВ ВОДОРОДА, ВЫЛЕТАЮЩИХ ИЗ ПЛАЗМЫ

Зная профиль концентрации нейтральных частиц в плазме, можно вычислить энергетический спектр потока нейтралов, вылетающих из плазмы, используя следующую формулу:

$$\frac{dN}{dE} = \int_0^a K(a_p, \xi) s_1(\xi) N(\xi) f_i(\xi, E) d\xi,$$

где $f_i(\xi, E)$ – функция распределения ионов по энергии, ξ – текущий радиус плазмы, $K(a_p, \xi)$ – ядро интегрального уравнения для $x = a_p$ (2D) или $\rho = a_p$ (3D), a_p – малый радиус плазмы, $s_1(\xi)$ – скорость перезарядки, $N(\xi)$ – профиль концентрации нейтралов.

На рис. 4 показаны энергетические спектры потока атомов перезарядки, полученные для профилей концентрации нейтралов, рассчитанных с использованием 2D- и 3D-моделей (кривые 1 и 2, соответственно) при параметрах плазмы, соответствующих эксперименту, проведенному ранее на стеллараторе Л-2М в режиме омического нагрева [21]. При проведении как 2D-, так и 3D-моделирования средняя плотность составляла

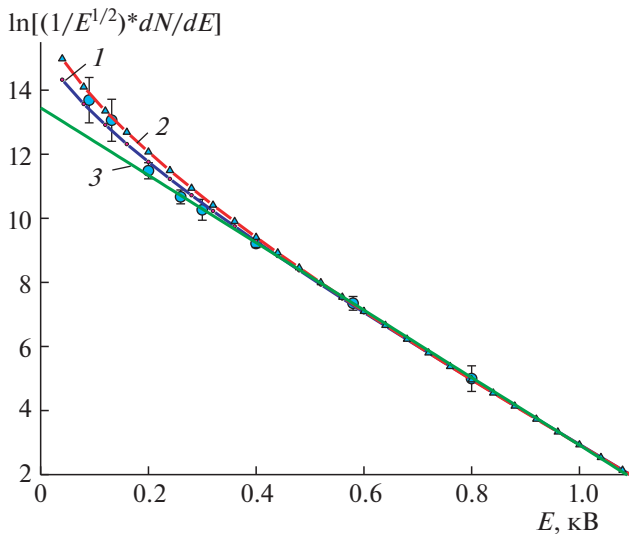


Рис. 4. Энергетические спектры потока атомов перезарядки, полученные для профилей концентрации нейтралов, рассчитанных с использованием 2D- и 3D-моделей (кривые 1 и 2 соответственно) при параметрах плазмы, соответствующих эксперименту, проведенному ранее на стеллараторе Л-2М в режиме омического нагрева. Прямая 3 проведена по точкам спектра, измеренного в том же эксперименте.

$\langle n_e \rangle = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, центральная температура электронов была 350 эВ, а центральная температура ионов составляла 120 эВ. Форма профилей плотности и температур соответствовала профилям, показанным на рис. 1. Прямая 3 проведена по точкам экспериментального спектра из работы [21]. Она представляет собой максвелловскую аппроксимацию высокоэнергетичной части экспериментального спектра с температурой 95 эВ. Обратим внимание, что вклад периферийных областей с более низкими ионными температурами заметно занижает температуру ионов, экспериментально измеренную по центральной хорде плазменного шнура с помощью NRA-диагностики. Для получения совпадения расчетного спектра с экспериментальным необходимо было задать в расчетах центральную температуру ионов равную 120 эВ (как для 2D-, так и для 3D-моделирования). Это указывает на то, что вклад периферийных областей плазмы достаточно велик, и его нужно учитывать при интерпретации экспериментальных спектров потоков атомов перезарядки.

Экспериментальные спектры вылетающих из плазмы атомов перезарядки, измеряемые с помощью NRA-диагностики, построены по абсолютным значениям потока атомов перезарядки. Это дает возможность привязать расчетные профили нейтралов к абсолютным экспериментальным данным. Для режима омического нагрева со сред-

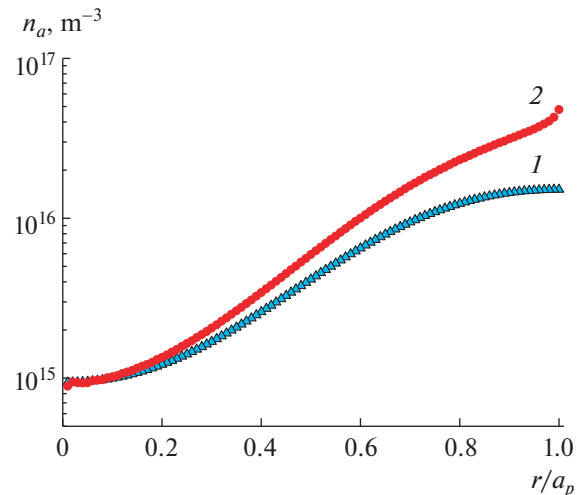


Рис. 5. Абсолютные радиальные распределения концентрации нейтралов, полученные в результате привязки к экспериментальным данным двух профилей концентрации нейтралов, использованных при моделировании энергетических спектров атомов перезарядки на рис. 4. Кривые 1 и 2 соответствуют результатам 2D- и 3D-моделирования.

ней плотностью $\langle n_e \rangle = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, электронной температурой в центре плазменного шнура $T_e = 350 \text{ эВ}$, магнитной индукцией на оси шнура $B_0 = 1.25 \text{ Тл}$, плазменном токе $I_p = 15\text{--}18 \text{ кА}$ были рассчитаны профили концентрации нейтралов, проникающих в плазму, с использованием 2D- и 3D-моделей. Эти два профиля концентрации нейтралов были привязаны к абсолютному экспериментальному энергетическому спектру (рис. 4, экспериментальные точки), и полученные абсолютные радиальные распределения концентрации нейтралов приведены на рис. 5. Кривые 1 и 2 соответствуют результатам 2D- и 3D-моделирования соответственно. Видно, что результаты 2D- и 3D-моделирования немного отличаются на краю плазмы ($x = a_p$), но для обеих моделей абсолютное значение концентрации нейтралов в центре плазмы составляет порядка 10^{15} м^{-3} .

5. ВЫВОДЫ

В работе проведено 2D- и 3D-моделирование проникновения потока холодных нейтральных частиц со стенок вакуумной камеры в горячую плазму с параметрами, соответствующими режиму омического нагрева в стеллараторе Л-2М. Получены радиальные распределения концентрации нейтралов, поступающих в плазму со стенки, возникающих в результате перезарядки быстрых ионов плазмы, а также рекомбинации ионов.

Проведено сравнение результатов 2D- и 3D-моделирования, и в обоих случаях оценена плотность атомов водорода, начиная с которой возникает необходимость учета вклада рекомбинации в формирование распределения нейтралов по радиусу плазменного шнура. Показано, что в центре плазмы атомы, возникшие в результате рекомбинации, преобладают при средних значениях плотности $\langle n_e \rangle$, превышающих $8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (в случае 2D-моделирования) или $6.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (в случае 3D-моделирования). Сравнение результатов 2D- и 3D-моделирования показало, что в диапазоне средних плотностей $\langle n_e \rangle \approx (1-10) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ количество проникающих в центральную область плазмы нейтралов, рассчитанное с использованием 3D-модели, в 3–10 раз меньше, чем при использовании 2D-модели. Заметим, однако, что эксперименты на стеллараторе Л-2М проводятся при плотностях плазмы $\langle n_e \rangle$ менее $4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Поэтому в этих экспериментах учет процессов рекомбинации не требуется.

В рамках 2D- и 3D-моделей, с использованием полученных профилей концентрации нейтралов, были рассчитаны энергетические спектры потока атомов перезарядки, вылетающих из плазмы, и проведено их сравнение между собой и с экспериментальными данными, полученными ранее с помощью NRA-диагностики. Сравнение показало, что в условиях стелларатора Л-2М вклад периферийных областей с более низкими ионными температурами заметно занижает температуру ионов, экспериментально измеренную по центральной хорде с помощью NRA-диагностики. Для получения совпадения расчетного спектра с экспериментальным (соответствующим температуре ионов плазмы 95 эВ) необходимо было задать в расчетах центральную температуру ионов 120 эВ (как для 2D, так и для 3D-моделирования). Это указывает на то, что вклад периферийных областей является существенным, и его нужно учитывать при интерпретации экспериментальных энергетических спектров потоков атомов перезарядки, вылетающих из плазмы. Сравнение модельных энергетических спектров с экспериментальным спектром позволило построить радиальные распределения плотности нейтралов в плазме в абсолютных единицах. При этом абсолютное значение плотности нейтралов в центре плазмы оказалось порядка 10^{15} м^{-3} .

Полученные результаты показали, что проведение моделирования является необходимым при интерпретации данных NRA-диагностики. Оно позволяет объяснить особенности формы измеряемых энергетических спектров потока атомов перезарядки и оценить энергию, уносимую этим потоком из плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Du X.D., Van Zeeland M.A., Heidbrink W.W., Su D., Nucl. Fusion. 2018. V. 58, 082006. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aac3a2>
2. Medley S.S., Roquemore A.L. Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 3625. <https://doi.org/10.1063/1.1788859>
3. Tournianski M.R., Akers R.J., Carolan P.G., Kee-ling D.L. Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 671. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/47/5/001>
4. Schneider P.A., Blank H., Geiger B., Mank K., Marti-нов S., Ryter F., Weiland M., Weller A., and the ASDEX Upgrade Team, Rev. Sci. Instrum. 2015, V. 86, 073508. <https://doi.org/10.1063/1.4926886>
5. Karpushov A.N., Duval B.P., Schlatter C., Afanasyev V.I., Chernyshev F.V. Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77, 033504. <https://doi.org/10.1063/1.2185151>
6. Tang V., Liptac J., Parker R.R., Bonoli P.T., Fiore C.L., Granetz R.S., Irby J.H., Lin Y., Wukitch S.J., the Alcator C-Mod Team, Frenje J.A., Leiter R., McDuffee S., Petraso R.D. Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77, 083501. <https://doi.org/10.1063/1.2238519>
7. Fontdecaba J.M., Petrov S.Y., Nesenevich V.G., Ros A., Chernyshev F.V., McCarthy K.J., Barcala J.M., Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85, 11E803. <https://doi.org/10.1063/1.4886434>
8. Ongena J.P.H.E., Voitsekhovitch I., Edvard M., McCune D., Fusion Sci. Technol. 2012. V. 61. P. 180. <https://doi.org/10.13182/FST12-A13505>
9. Миронов М.И., Чернышев Ф.В., Афанасьев В.И., Мельник А.Д., Наволоцкий А.С., Несенеvич В.Г., Петров М.П., Петров С.Я. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 29. [M.I. Mironov, F.V. Chernyshev, V.I. Afanasyev, A.D. Melnik, A.S. Navolotsky, V.G. Nesenevich, M.P. Petrov, and S.Ya. Petrov, Plasma Phys. Rep. 47, 18 (2021). <https://doi.org/10.1134/S1063780X21010104> <https://doi.org/10.31857/S0367292121010108>
10. Mironov M.I., Afanasyev V.I., Murari A., Santala M., Beaumont P., and JET-EFDA contributors, Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52, 105008. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/52/10/105008>
11. Mitosinkova K., Melnik A., Tomes M., Stockel J., Jan-ky F., Komm M., Imrisek M., Hacek P., Varju J., and Weinzettl V., in Proceedings of the 1st EPS Conference on Plasma Diagnostics, Frascati, 2015, P. 074. <https://doi.org/10.22323/1.240.0074>
12. Balbin R., Tabares F., Tribalδος V., Petrov S., and TJ-II Team, in Proceedings of the 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, St. Petersburg, 2003, ECA. 2003. V. 27A. P-1.23.
13. Abrakov V.V., Akulina D.K., Andryukhina E.D., Bata-нов G.M., Berezhetskij M.S., Danilkin I.S., Donskaya N.P., Fedyanin O.I., Gladkov G.A., Grebenshchikov S.E., Har-ris J.H., Kharchev N.K., Kholnov Yu.V., Kolik L.V., Kovrizhnykh L.M. et al. Nucl. Fusion. 1997. V. 37. P. 233. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/2/I08>
14. Петров М.П. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 371. [M.P. Petrov, Sov. J. Plasma Phys. 2, 201 (1976).]

15. Мещеряков А.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гладков Г.А., Гребенщиков С.Е., Гринчук В.А., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Петров А.Е., Пшеничников А.А. и др. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 496. [A.I. Meshcheryakov, D.K. Akulina, G.M. Batanov, M.S. Berezhetskii, G.S. Voronov, G.A. Gladkov, S.E. Grebenschikov, V.A. Grinchuk, I.A. Grishina, L.V. Kolik, N.F. Lariionova, A.A. Letunov, V.P. Logvinenko, A.E. Petrov, A.A. Pshenichnikov et al., Plasma Phys. Rep. **31**, 452 (2005)]; <https://doi.org/10.1134/1.1947330>
16. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П. Математическое моделирование плазмы (Наука, Москва, 1993). [Y.N. Dnestrovskij and D.P. Kostomarov, *Numerical Simulation of Plasmas* (Springer-Verlag, Berlin, 1985; Nauka, Moscow, 1993)].
17. Извозчиков А.Б., Петров М.П. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 212. [A.B. Izvozchikov and M.P. Petrov, Sov. J. Plasma Phys. **2**, 117 (1976).]
18. Мирнов С.В., Семенов И.Б., Атомная энергия. 1970. Т. 28. С. 129. [S.V. Mirnov and I.B. Semenov, Sov. At. Energy **28**, 160 (1970). <https://doi.org/10.1007/BF01162614>
19. Freeman R.L., Jones E.M., Report CIM-R-137 (Culham Laboratory, Abingdon, 1974).
20. Гордеев Ю.С., Зиновьев А.Н., Петров М.П. Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. Вып. 4. С. 223–227. [Yu.S. Gordeev, A.N. Zinov'ev, and M.P. Petrov, JETP. Lett. **25**, 204 (1977).]
21. Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гребенщиков С.Е., Извозчиков А.Б., Нечаев Ю.И., Сбитникова И.С., Федянин О.И., Хольнов Ю.В., Худолеев А.В., Шпигель И.С., Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 251. [M.S. Berezhetskii, G.S. Voronov, S.E. Grebenschikov, A.B. Izvozchikov, Yu.I. Nechaev, I.S. Sbitnikova, O.I. Fedyanin, Yu.V. Khol'nov, A.V. Khudoleev, and I.S. Shpigel, Sov. J. Plasma Phys. **4**, 138 (1978).]