

УДК 533.9.02, 533.9.082

2D–4D-МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ЦЕНТР ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА В СТЕЛЛАТОРЕ Л-2М. ВЕРИФИКАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОДА ASTRA

© 2024 г. А. И. Мещеряков^{a, *}, И. А. Гришина^a, Н. В. Касьянова^{b, c}

^aИнститут общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

^bНИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

^cМосковский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный, Россия

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

Поступила в редакцию 01.07.2024 г.

После доработки 02.08.2024 г.

Принята к публикации 10.08.2024 г.

Проведена верификация разработанного авторами 2D-кода для расчета проникновения нейтральных частиц со стенки камеры в центр плазмы, создаваемой и удерживаемой в стеллараторе Л-2М. В диапазоне рабочих плотностей плазмы ($1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) получено хорошее совпадение с результатами расчетов, выполненных с использованием кода ASTRA. Проведено 3D- и 4D-моделирование проникновения нейтральных частиц со стенки камеры в центр плазменного шнура. Показано, что 2D-моделирование дает завышенное значение концентрации нейтральных частиц в центре плазмы, по сравнению с 3D- и 4D-моделями, более приближенными к реальным распределениям ионов по скоростям.

Ключевые слова: тороидальная магнитная ловушка, проникновение нейтральных частиц в плазму, анализатор потока нейтральных частиц из плазмы, моделирование, перезарядка, рекомбинация, ионизация.

DOI: 10.31857/S0367292124100032, EDN: FCSPZQ

1. ВВЕДЕНИЕ

На многих тороидальных установках по удержанию высокотемпературной плазмы для определения температуры ионов используются анализаторы нейтральных частиц (Neutral Particle Analyzer, NPA), которые регистрируют спектр потока нейтральных частиц, вылетающих из плазмы. При наличии пучка инжектируемых в плазму атомов, NPA диагностика может работать в активном режиме [1–4]. В этом случае диагностика измеряет локальные энергетические спектры атомов. В пассивном режиме анализатор нейтральных частиц собирает данные, усредненные по хордам наблюдения [5–7, 8]. Поэтому при работе NPA диагностики в пассивном режиме усложняется интерпретация измеренных спектров атомов. На стеллараторе Л-2М диагностика NPA работает в пассивном режиме.

Эффектом, усложняющим процесс интерпретации данных NPA-диагностики, является так

называемая экранировка. С ростом плотности плазмы уменьшается число атомов перезарядки, которые могут достичь детекторов анализатора нейтральных частиц, не вступив во взаимодействие с нейтральными и заряженными частицами плазмы. Этот эффект становится особенно существенным в условиях высокой плотности плазмы ($\sim 5 \times 10^{19} - 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$). Кроме того, в плазме с высокой плотностью процессы рекомбинации начинают оказывать влияние на количество нейтральных атомов в центральных областях плазменного шнура. Этот эффект также необходимо учитывать при интерпретации данных NPA-диагностики. В таких условиях на современных тороидальных магнитных ловушках необходимо проводить моделирование потоков нейтральных частиц из плазмы.

Существуют транспортные коды, которые успешно используются для моделирования переноса частиц в тороидальных магнитных

ловушках. Эти коды можно использовать, в том числе, для расчета потока атомов, вылетающих из плазмы, и энергии, выносимой этими атомами [9]. Такие расчеты требуют большого времени вычислений и, как правило, не дают информации о спектре вылетающих из плазмы нейтральных частиц, поскольку изначально нацелены на расчет глобального баланса и переноса энергии и частиц в плазме. Поэтому для интерпретации экспериментальных данных NRA-диагностики зачастую приходится разрабатывать собственные компьютерные программы. Одним из таких кодов является код DOUBLE-МС, разработанный в ФТИ им. А. Ф. Иоффе [10]. Особенностью этого кода является возможность трехмерной постановки задачи и учет большого числа процессов взаимодействия между частицами плазмы. Код Double-МС успешно используется на многих экспериментальных установках [11–13].

Стелларатор Л-2М является тороидальной установкой с небольшим поперечным размером плазменного шнура (средний радиус плазмы 0.115 м), при этом рабочий диапазон плотностей плазмы n_e составляет $1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ [14]. В этом диапазоне плотностей эффект экранировки потока нейтральных частиц из центральных областей плазменного шнура, формируемый в результате взаимодействия с частицами плазмы выражен слабо, и его можно не учитывать. Измеряемые NRA диагностикой энергетические спектры атомов отклоняются от максвелловских из-за наличия ионов с низкими энергиями, сосредоточенных, в основном, на периферии плазмы. Однако по этим спектрам можно оценить температуру ионов в центральных областях плазмы, исключая низкие энергии из рассмотрения при анализе энергетических спектров атомов [15]. Кроме того, в результате проведения процедуры боронизации стенок вакуумной камеры стелларатора Л-2М удалось получить эффективный заряд плазмы около 1.2–1.5, и основной примесью, регистрируемой спектральными диагностиками, являются атомы и ионы бора. По мнению авторов, для стелларатора Л-2М при интерпретации спектров NRA диагностики нет необходимости учитывать такое большое число атомных процессов с участием разнообразных примесей, как это делается в расчетах с использованием кода DOUBLE-МС. Поэтому для моделирования проникновения частиц в центральные области плазмы, а также потоков частиц

наружу из плазмы, можно ограничиться более простой программой, не требующей мощных вычислительных ресурсов.

В работе [16] с использованием двух простых моделей было проведено упрощенное моделирование процесса проникновения ионов в центральные области плазмы с параметрами, соответствующими режиму омического нагрева в стеллараторе Л-2М. Были получены радиальные распределения нейтральных частиц в плазме и модельные энергетические спектры нейтральных частиц, вылетающих из плазмы. Сравнение модельных спектров с экспериментальными показало, что в стеллараторе Л-2М наличие холодных ионов на периферии плазмы заметно (~20%) занижает температуру ионов в центральной области плазменного шнура, измеренную NRA диагностикой, и это нужно учитывать при интерпретации энергетических спектров атомов.

Для верификации правильности работы программы 2D-расчета проникновения нейтральных частиц в центральные области плазмы в разд. 2 данной статьи проведено сравнение полученных с помощью данной программы результатов с расчетами по коду ASTRA [17]. В разд. 3 обсуждается 3D- и 4D-моделирование проникновения нейтральных частиц в центр плазменного шнура.

2. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ 2D-МОДЕЛИРОВАНИЯ И РАСЧЕТОВ ПО КОДУ ASTRA

Плотность нейтралов, проникающих в плазму, можно найти, решая следующее кинетическое уравнение, учитывающее взаимные превращения нейтралов и ионов в результате перезарядки, ионизации и рекомбинации [18]

$$\mathbf{v} \frac{\partial f_N}{\partial \mathbf{r}} + s f_N = (s_1 N + s_2 n_e) f_i, \quad (1)$$

где $\mathbf{v}$ — скорость нейтралов, N — плотность нейтралов, n_i — плотность ионов, f_N — функция распределения нейтралов по скоростям, f_i — нормализованное на единицу максвелловское распределение ионов по скоростям, $s_1 = \langle \sigma_{cx} u \rangle n_i$ — скорость процесса перезарядки, $s_2 = \langle \sigma_r u \rangle n_i$ — скорость процесса рекомбинации, $s_3 = (\langle \sigma_i u \rangle n_i + \langle \sigma_e u \rangle n_e)$ — скорость ионизации нейтралов ионным и электронным ударом, n_e — плотность электронов плазмы, $s = s_1 + s_3$, 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 плазмы. 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 [18], 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 актов ионизации и перезарядки, а $N_2(\rho)$ — плотность нейтралов, образующихся в результате рекомбинации, которую можно рассчитать по следующей формуле:

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

При 2D-моделировании использовалась плоскостная модель, предполагающая движение ионов и нейтралов, имеющих одномерное распределение в пространстве скоростей ($v = v_x$), вдоль одной пространственной координаты x . При моделировании были использованы следующие упрощения. Функция распределения ионов плазмы по скоростям задавалась в виде

$$f_i = \frac{1}{2} \delta(v \pm v_i), \quad (4)$$

где $v_i = \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}}$, T_i и m_i — температура и масса ионов.

Кроме того, считалось, что все нейтралы, поступающие в плазму со стенки, имеют одинаковую энергию 2 эВ [19, 20]. Профили атомов, возникших в результате рекомбинации, вычислялись по формуле (3). Детальное описание проведенного 2D-моделирования можно найти в [16].

В коде ASTRA также использована плоскостная модель, т. е. ионы и нейтралы описываются функциями распределения, которые являются

одномерными как по координате, так и в пространстве скоростей. При моделировании решается следующее кинетическое уравнение [17]:

$$v \frac{\partial f_N}{\partial r} + s f_N = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{v} (s_1 N + s_2 n_e) \delta\left(v \pm \frac{v_i}{\sqrt{3}}\right) \quad (5)$$

Это уравнение аналогично уравнению (1), но в нем для упрощения вычислений функция распределения ионов по скоростям берется в виде $f_i = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{v} \delta\left(v \pm \frac{v_i}{\sqrt{3}}\right)$. В отличие от функции распределения ионов, использованной авторами при 2D-моделировании, в этой функции распределения вместо тепловой скорости v_i , используется скорость $\frac{v_i}{\sqrt{3}}$. С помощью этого множителя ($1/\sqrt{3}$) авторы кода ASTRA предполагали учесть трехмерный характер распределения ионов по скоростям.

При проведении моделирования с помощью 2D-кода и кода ASTRA 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.

На рис. 2 показаны профили концентрации атомов водорода, полученные при моделировании с использованием 2D-кода и кода ASTRA. Кри-

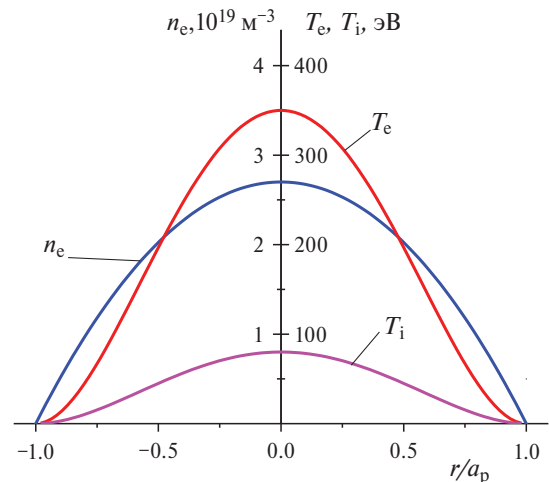


Рис. 1. Профили плотности плазмы, а также электронной и ионной температуры, использованные при моделировании.

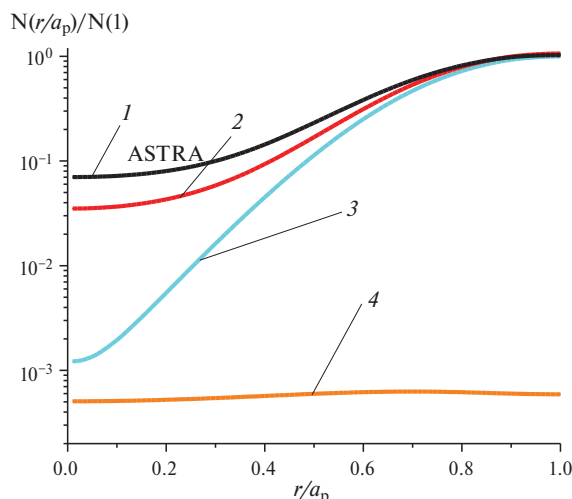


Рис. 2. Профили концентрации атомов водорода, полученные при моделировании с использованием 2D-кода и кода ASTRA. Кривая 1 – профиль плотности нейтралов, рассчитанный с помощью кода ASTRA. Кривая 2 – профиль плотности нейтралов, полученный при 2D-моделировании. Кривая 3 – результаты 2D-моделирования профиля плотности нейтралов, поступающих со стенки вакуумной камеры и не испытавших ни одного акта ионизации или перезарядки. Кривая 4 – результаты 2D-моделирования профиля нейтралов, возникших в результате рекомбинации.

вая 1 показывает профиль плотности нейтралов, рассчитанный с помощью кода ASTRA. Кривая 2 показывает профиль плотности нейтралов, полученный при 2D-моделировании. Кривая 3 соответствует результатам 2D-моделирования профиля плотности нейтралов, поступающих со стенки вакуумной камеры и не испытавших ни одного акта ионизации или перезарядки. Кривая 3 соответствует результатам 2D-моделирования профиля нейтралов, возникших в результате рекомбинации. Рисунок показывает, что результаты моделирования с использованием 2D-кода и кода ASTRA находятся в хорошем согласии. Наблюдается лишь небольшое отличие концентраций нейтралов в центральной области плазмы.

Чтобы провести верификацию 2D-кода в более широком диапазоне плотностей плазмы, было проведено сравнение плотностей нейтралов, рассчитанных с использованием двух кодов, для центральной области, где наблюдается наибольшее отличие результатов моделирования с использованием двух кодов. На рис. 3 показаны концентрации нейтралов в центральных областях плазмы с учетом процессов их проникновения со

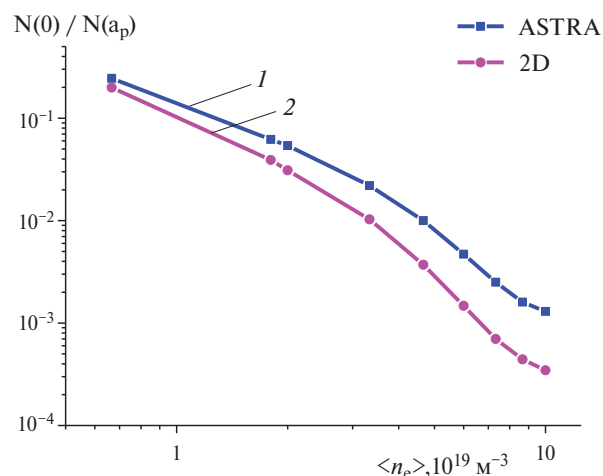


Рис. 3. Концентрации нейтралов в центральных областях плазмы с учетом процессов проникновения со стенки и рекомбинации, рассчитанные с помощью кода ASTRA (кривая 1) и 2D-моделирования (кривая 2).

стенки и рекомбинации, рассчитанные с помощью кода ASTRA (кривая 1) и 2D-моделирования (кривая 2). При получении этих кривых считалось, что профили электронной и ионной температур оставались неизменными, а концентрация в центре плазмы изменялась при сохранении формы профиля плотности. Рисунок показывает, что с ростом плотности плазмы различие в результатах моделирования возрастает. Наблюдаемое небольшое различие в результатах моделирования связано, в частности, с различными значениями сечений перезарядки, ионизации и рекомбинации, использованными в расчетах. В обоих кодах использовались одинаковые источники экспериментальных данных для сечений рекомбинации, перезарядки и ионизации электронным ударом [21–23]. Но при этом использовались незначительно отличающиеся аппроксимации зависимостей сечений ионизации электронным ударом и перезарядки от температуры. Для 2D-кода были проведены тестовые расчеты с подстановкой аппроксимации, используемой в коде ASTRA, в диапазоне плотностей $1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. В результате было получено лучшее совпадение результатов расчетов.

Таким образом, хорошее соответствие результатов моделирования с использованием 2D-кода и кода ASTRA является подтверждением достоверности результатов, полученных с использованием разработанного авторами 2D-кода.

Авторами было выполнено сравнение энергетических спектров нейтральных частиц, полученных по результатам 2D-моделирования и измеренных при помощи диагностики анализатора потока нейтральных частиц на стеллараторе Л-2М. При моделировании энергетический спектр потока нейтралов, вылетающих из плазмы вычислялся по формуле

$$\frac{dN}{dE} = \int_0^a K(a_p, \xi) s_1(\xi) N(\xi) f_i(\xi, E) d\xi \quad (6)$$

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), a_p — малый радиус плазмы, $s_1(\xi)$ — скорость перезарядки, $N(\xi)$ — плотность нейтралов. Измерение потока нейтральных частиц проводилось в режиме омического нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М при $\langle n_e \rangle = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $T_e = 350 \text{ эВ}$. Результаты сравнения приведены на рис. 4, где показаны результаты 2D-моделирования (кривая 1) и экспериментальные измерения, выполненные при помощи диагностики анализатора потока нейтральных частиц (точки). Прямая 2 показывает максвелловскую аппроксимацию, проведенную по экспериментальным точкам. Наклон прямой соответствует ионной температуре $T_i = 95 \text{ эВ}$. В модельных расчетах использовались профили, изображенные на рис. 1, при этом наилучшее согласие расчетов с экспериментом наблюдается,

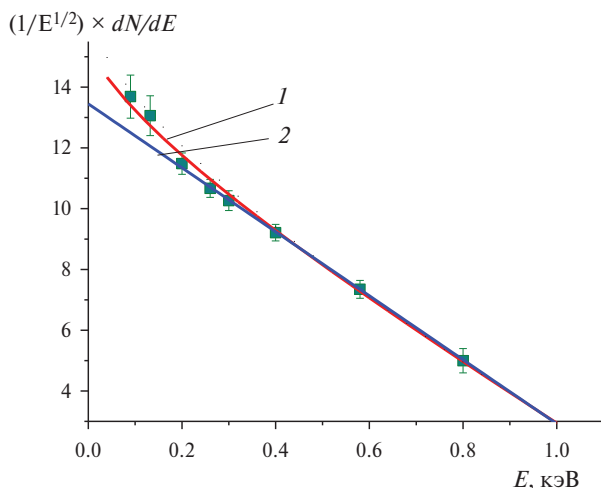


Рис. 4. Сравнение результатов 2D-моделирования (кривая 1) и измерений (точки), выполненных при помощи диагностики анализатора потока нейтральных частиц в режиме омического нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М при $\langle n_e \rangle = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $T_e = 350 \text{ эВ}$. Прямая 2 — максвелловская аппроксимация экспериментальных точек. Наклон прямой соответствует ионной температуре $T_i = 95 \text{ эВ}$.

когда центральная ионная температура равна 120 эВ. Отклонение спектра от максвелловского, наблюдаемое при малых энергиях, связано с вкладом более холодных периферийных областей плазменного шнура. Как видно из рисунка, наблюдается довольно хорошее согласие форм экспериментального и расчетного спектров, что также является дополнительной верификацией созданного кода.

3. 3D- И 4D-МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ НЕЙТРАЛОВ В ЦЕНТР ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА

Как отмечалось выше, в коде ASTRA в функции распределения ионов по скоростям вместо тепловой скорости v_i , используется скорость $\frac{v_i}{\sqrt{3}}$.

В описании кода ASTRA указано, что это сделано для того, чтобы приблизить результаты моделирования с использованием плоско-слоистой модели к результатам моделирования при трехмерной функции распределения ионов по скоростям. В этом разделе будет вычислено проникновение нейтралов в центральные области плазмы с помощью кодов 3D и 4D, где используется плоско-слоистая геометрическая модель, но функции распределения по скоростям будут двумерной и трехмерной. Будет проведено сравнение результатов моделирования с использованием 2D-, 3D-, и 4D-кодов. Кроме того, будет проведено моделирование с использованием 2D-кода, в котором вместо тепловой скорости будет использована величина $\frac{v_i}{\sqrt{3}}$, как в коде

ASTRA. Таким образом, мы проверим, действительно ли такая замена приближает результаты 2D-моделирования к результатам моделирования при трехмерной функции распределения ионов по скоростям.

При 3D- и 4D-моделировании в программу закладывались двумерная и трехмерная функции распределения ионов по скоростям. По-прежнему считалось, что геометрическая модель является одномерной: параметры плазмы менялись вдоль одной координаты x . Для двумерной функции распределения электронов по скоростям в расчетах использовались полярные координаты: $f_i(\mathbf{v}) = f_i(v_r, v_\phi)$. Для трехмерной функции распределения электронов по скоростям использовались сферические координаты: $f_i(\mathbf{v}) = f_i(v_r, v_\phi, v_\theta)$. Использование полярных и сферических координат

нат позволило упростить алгоритм вычислений. По-прежнему считалось, что функция распределения ионов по скоростям имеет вид (4), а все нейтралы, поступающие в плазму со стенки, имеют одинаковую энергию 2 эВ. При моделировании использовались профили электронной и ионной температур, а также плотности, показанные на рис. 1.

На рис. 5 показано сравнение результатов 2D- (кривая 1), 3D- (кривая 3), и 4D-моделирования (кривая 4) проникновения нейтральных частиц в центр плазменного шнура. Кривая 2 показывает результаты 2D-моделирования в случае, когда вместо тепловой скорости ионов v_i , в расчетах использовалась скорость $\frac{v_i}{\sqrt{3}}$ (псевдотрехмерное в пространстве скоростей моделирование). Рисунок показывает, что учет двумерности и трехмерности распределения ионов в пространстве скоростей, а также замена тепловой скорости ионов v_i на $\frac{v_i}{\sqrt{3}}$, приводят в расчетах к ухудшению проникновения нейтралов в центр плазмы. Это является следствием независимого действия двух факторов. С одной стороны, при 2D-моделировании при уменьшении тепловой скорости ионов в $\sqrt{3}$ раз проникновение ионов, образующихся в результате ионизации медленных нейтралов, в центр плазмы естественным образом умень-

шается, поскольку с уменьшением скорости ионов вероятность ионизации и перезарядки нейтралов по пути к центру возрастает. С другой стороны, учет двумерности и трехмерности распределения ионов в пространстве скоростей сам по себе приводит к уменьшению проникновения ионов в центр плазмы, поскольку в этом случае после перезарядки скорости нейтралов имеют некоторое угловое распределение, и не все из них летят строго к центру плазмы. На рисунке видно, что кривая 2 лучше всего согласуется с кривой 3, соответствующей 3D-моделированию в предположении двумерного распределения ионов в пространстве скоростей, а не с кривой 4, как ожидалось в [17]. По мнению авторов, совпадение кривых 2 и 3 является случайным. Введение множителя $\frac{1}{\sqrt{3}}$ при тепловой скорости ионов для учета трехмерности распределения ионов по скоростям не дает желаемого результата. Например, было проверено, что совпадение результатов 2D-моделирования с кривой 4 при заданных профилях параметров плазмы наилучшим образом достигается при замене v_i на $\frac{v_i}{\sqrt{7}}$.

Таким образом, 2D-моделирование дает завышенное значение концентрации нейтральных частиц в центре плазмы, по сравнению с 3D- и 4D-моделями, более приближенными к реальным распределениям ионов по скоростям.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведена верификация функционирования, разработанного авторами 2D-кода для расчета проникновения нейтральных частиц со стенки камеры в центр плазменного шнура и энергетических спектров нейтралов перезарядки, покидающих плазму. В диапазоне рабочих плотностей стелларатора Л-2М ($1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) получено хорошее совпадение с результатами расчетов проникновения нейтральных частиц, проведенных с использованием кода ASTRA.

Проведено 3D- (одна пространственная координата и двумерное распределение в пространстве скоростей) и 4D-моделирование (одна пространственная координата и трехмерное распределение в пространстве скоростей) проникновения нейтральных частиц со стенки камеры в центр плазменного шнура. Показано, что 2D-моделирование дает завышенное значение

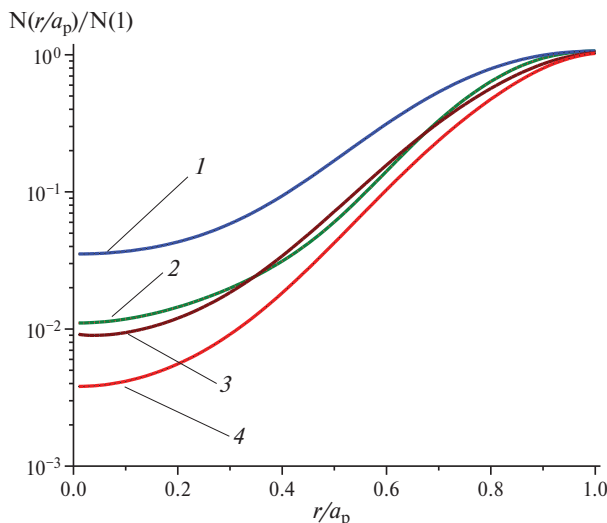


Рис. 5. Сравнение результатов 2D- (кривая 1), 3D- (кривая 3), и 4D- (кривая 4) моделирования проникновения нейтральных частиц в центр плазменного шнура. Кривая 2 показывает результаты 2D-моделирования в случае, когда вместо тепловой скорости ионов v_i , в расчетах использовалась скорость $\frac{v_i}{\sqrt{3}}$.

концентрации нейтральных частиц в центре плазмы по сравнению с 3D- и 4D-моделями, более приближенными к реальным распределениям ионов по скоростям.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН в рамках государственного задания.

Моделирование с помощью кода ASTRA, проведенное Касьяновой Н.В., поддержано Российским научным фондом (проект № 23-72-00042).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что не имеют конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Du X.D., Van Zeeland M.A., Heidbrink W.W., and Su D. // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. 082006. doi 10.1088/1741-4326/aac3a2
2. Medley S.S. and 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., and Keeling D.L. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 671. doi 10.1088/0741-3335/47/5/001
4. Schneider P.A., Blank H., Geiger B., Mank K., Martinov 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., and 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., and Petrasso 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., and Barcala J.M. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. 11E803. <https://doi.org/10.1063/1.4886434>.
8. Bakharev N.N., Melnik A.D., and Chernyshev F.V. // Atoms. 2023. V. 11, 53. doi 10.3390/atoms11030053
9. Ongena J.P.H.E., Voitsekhoitch I., Edvard M., and McCune D. // Fusion Sci. Technol. 2012. V. 61. P. 180. <https://doi.org/10.13182/FST12-A13505>.
10. 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. doi: 10.31857/S0367292121010108 [Mironov M.I., Chernyshev F.V., Afanasyev V.I., Melnik A.D., Navolotsky A.S., Nesenevich V.G., Petrov M.P., and Petrov S.Ya. // Plasma Phys. Rep. 47, 18 (2021). <https://doi.org/10.1134/S1063780X21010104>.]
11. Mironov M.I., Afanasyev V.I., Murari A., Santala M., Beaumont P., and JET-EFDA contributors // Plasma Phys. Control. Fusion 52, 105008 (2010). doi 10.1088/0741-3335/52/10/105008
12. Mitosinkova K., Melnik A., Tomes M., Stockel J., Janky F., Komm M., Imrisek M., Hacek P., Varju J., and Weinzettl V. // Proc. of the 1st EPS Conference on Plasma Diagnostics, Frascati. 2015. P. 074. <https://doi.org/10.22323/1.240.0074>.
13. Balbin R., Tabares F., Tribaldos V., Petrov S., and TJ-II Team // Proc. 30th EPS Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, St. Petersburg, 2003, ECA. 27A, P-1.23.
14. Abrakov V.V., Akulina D.K., Andryukhina E.D., Batanov G.M., Berezhetskij M.S., Danilkin I.S., Donkaya N.P., Fedyanin O.I., Gladkov G.A., Grebenshchikov S.E., Harris J.H., Kharchev N.K., Kholnov Yu.V., Kolik L.V., Kovrizhnykh L.M., et al. // Nucl. Fusion. 1997. V. 37. P. 233. doi 10.1088/0029-5515/37/2/I08
15. Петров М.П. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 371. [Petrov M.P. // Sov. J. Plasma Phys. 2, 201 (1976).]
16. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гребенчиков С.Е., Гришина И.А. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1070. [Meshcheryakov A.I., Vafin I.Yu., Grebenshchikov S.E., and Grishina I.A. // Plasma Phys. Rep. 49, 1162 (2023)]
17. Pereverzev G.V. and Yushmanov P.N. // Preprint IPP 5/98 (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 2002).
18. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д. П. Математическое моделирование плазмы. М.: Наука, 1993. [Dnestrovskij Y.N. and Kostomarov D.P. Numerical Simulation of Plasmas. Berlin: Springer-Verlag, 1985; М.: Наука, 1993.]
19. Извозчиков А.Б., Петров М.П. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 212. [Izvozchikov A.B. and Petrov M.P. // Sov. J. Plasma Phys. 2, 117 (1976).]
20. Мирнов С.В., Семенов И.Б. // Атомная энергия. 1970. Т. 28. С. 129. [Mirnov S.V. and Semenov I.B. // Sov. At. Energy 28, 160 (1970). <https://doi.org/10.1007/BF01162614>.]
21. Гордеев Ю.С., Зиновьев А.Н., Петров М.П. // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. Вып. 4. С. 223. [Gordeev Yu.S., Zinov'ev A.N., and Petrov M.P. // JETP Lett. 25, 204 (1977).]
22. Freeman R.L. and Jones E.M. // Report CLM-R-137 (Culham Center for Fusion Energy, Oxford, 1974).

23. Абрамов В.А., Вухрев В.В., Погуце О.П. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. № 3. С. 512. [Abramov V.A., Vikhrev V.V., and Pogutse O.P. // Sov. J. Plasma Phys. 3, 288 (1977).]

2D–4D SIMULATIONS OF NEUTRAL PARTICLES PENETRATION INTO CENTRAL PLASMA REGION IN THE L-2M STELLARATOR. VERIFICATION OF RESULTS USING ASTRA CODE

A. I. Meshcheryakov^{a,*}, I. A. Grishina^a, and N. V. Kasyanova^{b,c}

^a*Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991, Russia*

^b*National Research Centre “Kurchatov Institute,” Moscow, 123098, Russia*

^c*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, 141701, Russia*

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

The 2D code developed by the authors for calculating the penetration of neutral particles from the chamber wall to the center of the plasma created and confined in the L-2M stellarator has been verified. In the range of operating plasma densities ($1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$), good agreement with the results of calculations performed using the ASTRA code has been obtained. The 3D and 4D simulations of the penetration of neutral particles from the chamber wall to the central plasma region have been performed. It has been shown that the 2D simulations overestimate the concentration of neutral particles in the plasma central region, as compared to the 3D and 4D models, which use ion velocity distributions closer to the real one.

Keywords: toroidal magnetic trap, penetration of neutral particles into plasma, neutral particle analyzer, simulations, charge exchange, recombination, ionization