

УДК 553.9.07, 553.9.08

## ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ДИАГНОСТИКИ ПО ПОТОКАМ АТОМОВ ДЛЯ ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ

© 2022 г. В. И. Афанасьев<sup>a, \*</sup>, П. Р. Гончаров<sup>b, \*\*</sup>, А. Д. Мельник<sup>a</sup>, М. И. Миронов<sup>a</sup>, А. С. Наволоцкий<sup>a</sup>, В. Г. Несеневич<sup>a</sup>, М. П. Петров<sup>a</sup>, С. Я. Петров<sup>a</sup>, Ф. В. Чернышев<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>b</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: val@npd.ioffe.ru

\*\*e-mail: p.goncharov@spbstu.ru

Поступила в редакцию 16.02.2022 г.

После доработки 25.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Рассмотрены возможности применения диагностики по потокам атомов для исследования параметров плазмы и дополнительных методов нагрева на токамаке с реакторными технологиями. Представлены варианты размещения диагностического оборудования, включающего в себя три анализатора атомов перезарядки на различные диапазоны энергии регистрируемых потоков атомов. Показано, что в дейтерий-третиевом режиме работы установки диагностический комплекс анализаторов позволяет измерять функции распределения тепловых ионов плазмы и получать информацию об изотопном отношении основного ионного компонента плазмы. Кроме того, предлагаемая геометрия расположения анализаторов обеспечивает измерение энергетического распределения быстрых ионов, возникающих при нейтральной инжекции и введении в плазму высококачественной мощности на частоте ионно-циклотронного резонанса.

*Ключевые слова:* диагностика по потокам атомов, анализаторы атомов перезарядки, инжекция нейтральных пучков, TRT

DOI: 10.31857/S0367292122100031

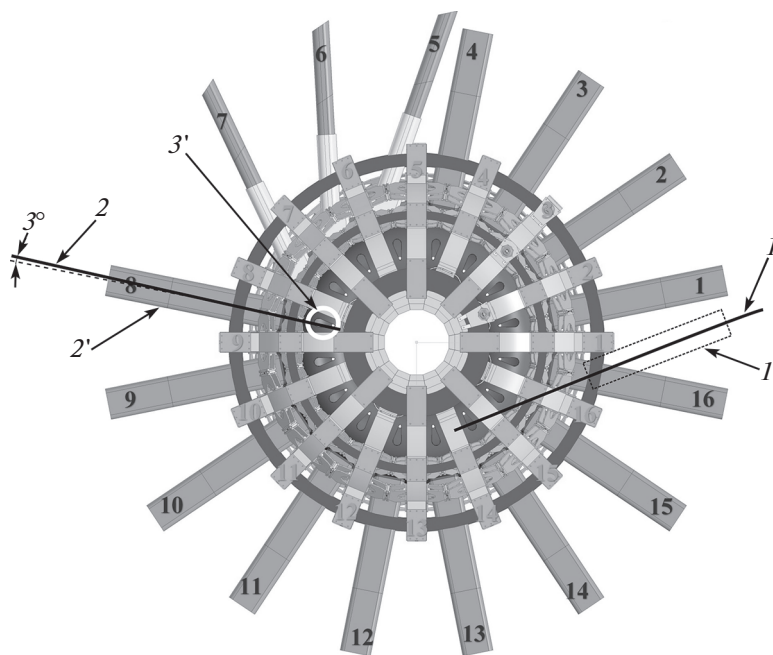
### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время начато проектирование российского компактного стационарного токамака с сильным магнитным полем, получившего название токамака с реакторными технологиями (TRT) [1]. Предполагается, что эта установка будет работать в квазистационарных режимах ( $\geq 100$  с) с водородной, гелиевой и дейтериевой плазмой и в режимах с короткими ( $< 10$  с) дейтерий-третиевыми разрядами, длительность которых будет ограничена радиационным разогревом тороидальных катушек [2]. В качестве основных задач TRT планируется, в частности, развитие передовых систем дополнительного нагрева и генерации тока плазмы, включая инжекторы атомов с энергией МэВ-диапазона [3] и ВЧ-антенны, работающие в частотном диапазоне ионно-циклотронного резонанса (ИЦР) [4].

Несомненно, необходимым условием успеха будущего функционирования установки TRT является развитие современного диагностического комплекса. Приоритетными в первую очередь будут диагностики, обеспечивающие детальное исследование ионного компонента плазмы: измерение функций распределения ионов изотопов

водорода теплового диапазона энергии, и получение информации о соотношении их концентраций в плазме (изотопного соотношения), а также быстрых ионов, возникающих при инжекции в плазму нагревных пучков и ВЧ-излучения. Одним из диагностических средств, способных решать эти задачи, являются анализаторы атомов перезарядки (атомные анализаторы), – приборы, позволяющие получать энергетические распределения различных ионов по потокам соответствующих атомов из плазмы. Важно отметить, что атомные анализаторы с успехом применялись на всех лидирующих мировых установках с магнитным удержанием, таких как JET [5, 6], TFTR [7–9], JT-60U [10] и др., а разрабатываемая в настоящее время в ФТИ им. А.Ф. Иоффе специализированная система на основе атомных анализаторов включена в перечень приоритетных диагностик для международного термоядерного реактора ИТЭР, обеспечивающих контроль и оптимизацию режима термоядерного горения [11, 12].

Данная работа посвящена изучению возможностей применения комплекса атомных анализаторов для исследования параметров плазмы и допол-



**Рис. 1.** Размещение анализаторов атомов перезарядки на TRT: *I* – линия наблюдения анализатора 1 (тангенциальное направление навстречу инжектированным пучкам); *I'* – положение экваториального патрубка для размещения анализатора 1 (необходимо изменение существующей конструкции); *2* – линия наблюдения анализатора 2 (перпендикулярное направление с разворотом на  $3^\circ$  относительно оси патрубка); *2'* – экваториальный патрубок для анализатора 2; *3* – вертикальный патрубок для анализатора 3 (условно показана проекция на плоскость рисунка; линия наблюдения анализатора 3 проходит в вертикальном направлении через центр плазмы).

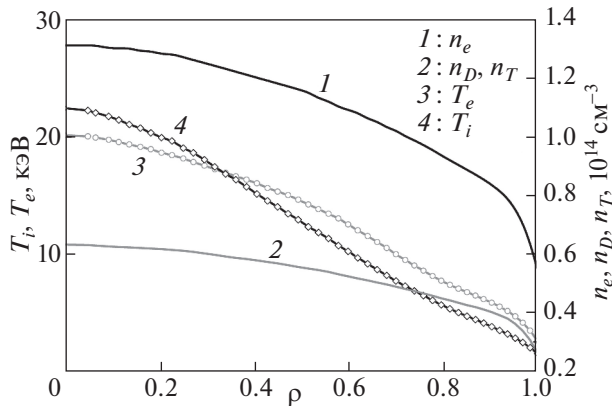
нительных методов нагрева на TRT. Численное моделирование проникновения нейтральных пучков в плазму TRT и расчет функции источника быстрых дейтронов выполнены с помощью программного кода [13]. Расчеты пространственной, энергетической и угловой зависимости функции распределения скоростей дейтронов в плазме с учетом эффектов замедления и диффузии в пространстве скоростей в результате кулоновских столкновений с электронами и ионами фоновой плазмы проведены на основе метода, описанного в работе [14]. Сделаны оценки популяции быстрых ионов, возникающих при введении в плазму ВЧ-мощности на частоте ионно-циклотронного резонанса. На основе полученных результатов и данных о пространственном распределении плотностей мишеней нейтрализации проведены расчеты энергетических распределений атомов, вылетающих вдоль линий наблюдения анализаторов. Получены соответствующие скорости счета атомов перезарядки в различных диапазонах энергий при инжекции нейтральных пучков и ВЧ-мощности в плазму. Все расчеты проведены для режима работы TRT, описанного в работе [2].

## 2. РАЗМЕЩЕНИЕ АНАЛИЗАТОРОВ АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ НА TRT

Основными задачами диагностики по потокам атомов на TRT являются изучение функций рас-

пределения быстрых ионов, возникающих в плазме в результате пучкового и ИЦР-нагрева, а также измерение изотопного соотношения концентраций основных ионов плазмы. Исходя из этого, предлагается установить на TRT диагностический комплекс, состоящий из трех анализаторов, осуществляющих обзор плазмы в различных направлениях в соответствии с решаемыми задачами (рис. 1). Два анализатора – 1 и 2 – устанавливаются в экваториальной плоскости плазмы, а третий (анализатор 3) – вертикально.

Анализатор *I* предназначен для исследования функции распределения ионов нагреваемых пучков, замедляющихся в плазме. Важность этой задачи определяется тем, что инжекция мощных пучков атомов рассматривается как основной вариант нагрева и генерации неиндукционного тока в плазме TRT. Линия наблюдения анализатора *I* ориентирована в тангенциальном направлении с прицельным параметром, совпадающим с прицельными параметрами инжекции нагреваемых пучков, но навстречу движению пучковых частиц в плазме. Это позволяет получить наиболее полную информацию о функции распределения замедляющихся ионов, т.к. анализатор регистрирует частицы с питч-углами, близкими к питч-углам инжектированных частиц, и энергиями от тепловой (термализованные ионы) до энергии инжекции (максимальная энергия – 500 кэВ). Для технической реализации этого предложения

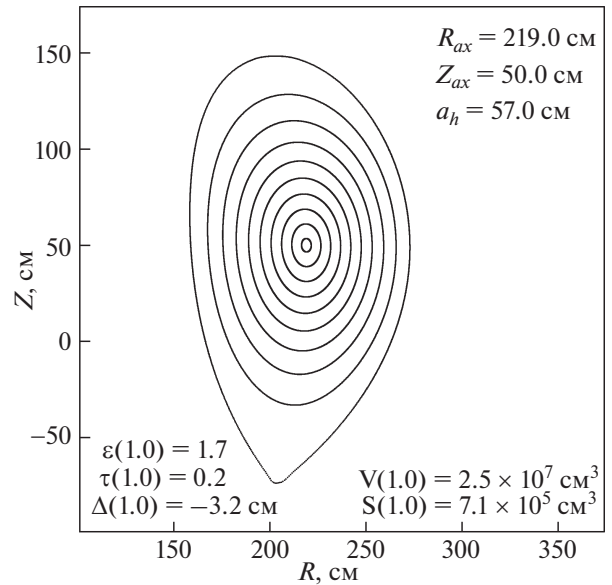


**Рис. 2.** Плотность и температура ионов и электронов в зависимости от нормализованного полоидального радиуса.

патрубок, соединяющий анализатор с плазменным объемом, должен быть повернут на тот же угол, что и инжекционные патрубки (для них угол поворота составляет  $29^\circ$  [1]), но в противоположном направлении. Важно отметить, что это потребует модификации одного из патрубков установки в рассматриваемом в настоящее время концептуальном проекте TRT.

Задачей анализатора 2 является измерение функций распределения тепловых ионов и определение изотопного соотношения. Этот прибор может быть рассчитан на диапазон более низких энергий по сравнению с первым анализатором. Линия наблюдения анализатора 2 ориентирована в перпендикулярном направлении и проходит через центр плазмы. Небольшой поворот линии наблюдения анализатора в пределах экваториального патрубка позволит уменьшить возможное влияние локально запертых ионов на измерения.

Анализатор 3 устанавливается на вертикальном патрубке установки. Его линия наблюдения ориентирована в вертикальном направлении и проходит через центр плазмы. Такое расположение напрямую связано с задачей, для решения которой предназначен прибор, – измерением функции распределения быстрых ионов, ускоренных в результате ИЦР-нагрева. Линия наблюдения анализатора направлена вдоль области резонансного слоя, где происходит поглощение мощности электромагнитной волны. Параллельная составляющая скорости ускоренных ионов здесь обращается в ноль, таким образом, вертикальная ориентация анализатора позволяет зарегистрировать максимальный поток быстрых нейтрализованных ионов. Высокоэнергичная часть распределения ионов, ускоренных ИЦР-нагревом, находится в области МэВ-энергий, что определяет энергетический диапазон анализатора 3.



**Рис. 3.** Схема расположения магнитных поверхностей в полоидальном сечении TRT для основного режима разряда с дейтерий-третиевой плазмой. Приведены основные геометрические параметры плазменного шнура: вытянутость  $\varepsilon$ , треугольность  $\tau$ , шафрановский сдвиг  $\Delta$ , координаты положения магнитной оси  $R_{ax}$  и  $Z_{ax}$ , горизонтальный малый радиус  $a_h$ , объем и площадь поверхности плазменного шнура  $V$  и  $S$ .

### 3. РАБОЧИЙ РЕЖИМ TRT: ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТОВ

Основные расчеты, представленные в данной работе, проводились для базового DT-сценария TRT, который наиболее интересен с точки зрения измерения изотопного соотношения плазмы с помощью диагностики по потокам атомов. В этом сценарии плазма имеет следующие параметры:  $B_0 = 8$  Тл,  $I_p = 5$  МА,  $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{14}$   $\text{cm}^{-3}$ ,  $n_D/n_T = 1$  [2]. Профили температуры и плотности для этого режима представлены на рис. 2. Энергия инжекции дейтериевых пучков предполагалась равной 500 кэВ при общей мощности 20 МВт. Мощность ИЦР-нагрева в стационарном разряде с дейтериевой плазмой была принята равной 5 МВт.

Форма магнитных поверхностей (рис. 3) была задана сеткой расчетных значений функции полоидального магнитного потока в формате EQDSK. Эти данные использовались для прямого и обратного преобразования потоковых координат в цилиндрические.

### 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ

#### А) Функция распределения тепловых ионов

В расчетах энергетическое распределение тепловых ионов задавалось изотропной максвеллов-

ской функцией, определяемой следующей формулой:

$$f_T(E) = \frac{2\pi}{\sqrt{(\pi T_i)^3}} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{T_i}\right), \quad (1)$$

где  $T_i$  – ионная температура плазмы.

### Б) Функция распределения быстрых ионов нагревных пучков

Численное моделирование функций распределений быстрых ионов в плазме с пучковым нагревом представляет собой составную задачу, включающую в себя следующие этапы. На основе данных о магнитогидродинамическом равновесии производится построение изолиний нормализованного полоидального радиуса, что необходимо для преобразований в потоковые координаты и для вычисления пространственного распределения функции источника, то есть числа быстрых дейтронов, возникающих в единице объема плазмы в единицу времени за счет инжекции пучков быстрых нейтральных атомов дейтерия. Для вычисления углового распределения источника быстрых ионов также используются данные о геометрии инжекции пучков и о пространственной зависимости значений трех компонент вектора магнитного поля, рассчитанных по формулам (13) разд. 5.

Входными данными, необходимыми для расчетов, также являются пространственные распределения параметров плазмы, которые предполагаются постоянными на магнитных поверхностях. На рис. 2 в соответствии с режимами плазменного разряда TRT, рассмотренными в работе [2], показаны использованные при вычислениях радиальные профили плотности электронов и дейтронов (тритонов), а также радиальные профили электронной температуры и ионной температуры как функции нормализованного полоидального радиуса.

Параметры геометрии инжекции нейтральных пучков на проектируемой установке TRT соответствуют описанию систем нагрева плазмы в работе [3]. Энергия инжекции быстрых атомов дейтерия составляет 500 кэВ. Общая мощность нейтральной инжекции составляет 20 МВт.

Для расчета функций распределения надтепловых дейтронов применяется численное решение кинетического уравнения со столкновительным членом Ландау–Больцмана

$$\frac{\partial(n_D f_D)}{\partial t} = C_D + S_D - \frac{n_D f_D}{\tau_D}, \quad (2)$$

где  $S_D$  – функция источника быстрых дейтронов,  $\tau_D$  – время жизни быстрых дейтронов, связанное

с потерями на перезарядку, а величина

$$C_D = \frac{v_c^3}{\tau_s v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left( \left( v_c^2 \frac{a(v)}{2v} \frac{\partial(n_D f_D)}{\partial v} + b(v)(n_D f_D) \right) + \frac{c(v)}{v_c} \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial(n_D f_D)}{\partial \vartheta} \right) \right) \quad (3)$$

представляет собой интеграл столкновений для случая максвелловской фоновой плазмы. В выражении (3) слагаемое, содержащее функцию  $a(v)$ , описывает диффузию по скоростям, а слагаемое, содержащее функцию  $c(v)$ , описывает рассеяние по питч-углу. Эти эффекты связаны с тензором диффузии в пространстве скоростей, а та часть выражения, которая содержит функцию  $b(v)$  и описывает процесс замедления, связана с силой динамического трения. Вычисление функций  $a(v)$ ,  $b(v)$  и  $c(v)$ , входящих в выражение (3), описано в работе [14].

Входящие в выражение (3) параметры с размерностями скорости и времени вычисляются по формулам

$$v_c = \left( \frac{m_e}{m_D} \right)^{1/3} \left( \frac{2T_e}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\tau_s = \left( \frac{m_D}{e\omega_{pe}} \right)^2 \frac{v_c^3}{\Lambda m_e}, \quad (5)$$

где  $T_e$  – электронная температура,  $m_e$  – масса электрона,  $m_D$  – масса дейтрона,  $\Lambda$  – кулоновский логарифм, а величина

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \quad (6)$$

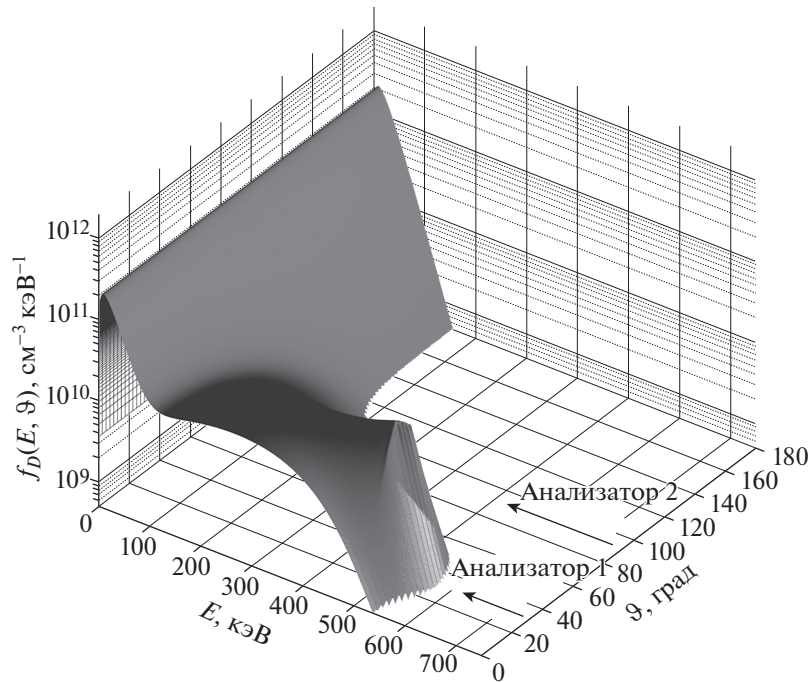
обозначает электронную плазменную частоту, где  $n_e$  – электронная плотность,  $e$  – элементарный заряд.

Функция распределения дейтронов  $\phi = n_D(\mathbf{r}) f_D(\mathbf{v})$  [см<sup>-6</sup> с<sup>3</sup>] рассчитывается так, как описано в работе [14] для максвелловской фоновой плазмы в сильном магнитном поле, в предположении азимутальной симметрии. В расчетах используются сферические координаты в пространстве скоростей и для удобства вводятся безразмерные переменные, а именно скорость  $u = v/v_c$  и косинус питч-угла  $\zeta = \cos(\vartheta)$ .

Решение уравнения (2) имеет вид разложения по полиномам Лежандра

$$\phi(u, \zeta) = \sum_{n=0}^{\infty} \phi_n(u) P_n(\zeta), \quad (7)$$

который определяется характером угловой части дифференциального оператора (3).



**Рис. 4.** Функция распределения энергии и питч-угла ионов нагревных пучков на выбранной магнитной поверхности. Стрелками показаны направления, соответствующие для данного распределения питч-углам частиц, регистрируемых анализаторами 1 и 2.

Локальная функция моноэнергетического источника быстрых дейтронов с энергией инжекции  $E_0$  записывается как

$$S_D(u, \zeta) = \frac{S_0}{2\pi v_c^3 u^2} \delta(u - u_0) Z(\zeta), \quad (8)$$

где  $\delta(u - u_0)$  – дельта-функция Дирака,  $u_0 = v_0/v_c$  – безразмерная скорость инжекции, соответствующая значению  $E_0$ , а выражение  $Z(\zeta)$  представляет собой угловое распределение, нормированное на единицу. Распределение источника (8) нормировано на значение интенсивности  $S_0$  [ $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$ ], т.е. на число дейтронов, образующихся в единице объема плазмы в единицу времени за счет потери электронов атомами пучков. Радиальные распределения величин  $S_0$  и  $Z(\zeta)$  рассчитываются с использованием метода [13].

На рис. 4 представлены результаты расчетов функции распределения ионов нагревных пучков на выбранной магнитной поверхности в базовом режиме работы TRT. Из рисунка видно, как по мере замедления ионов их угловое распределение расширяется и для термализованных частиц становится изотропным. Энергетическое распределение замедляющихся ионов при питч-углах, близких к углу инжекции, занимает весь диапазон энергий вплоть до энергии инжекции  $E_0$  (при этом учитывались только потери на перезарядку). Наличие малой доли ионов с энергиями  $E > E_0$  связано с передачей импульса от частиц фоновой плазмы.

*В) Функция распределения быстрых ионов при ИЦР-нагреве плазмы*

В экспериментах по ИЦР-нагреву используются разнообразные сценарии ввода высокочастотной мощности в плазму токамака. Подробный расчет функции распределения ускоренных ионов в большинстве случаев представляет собой сложную задачу. Однако для оценки характерных значений плотности быстрых частиц в плазме можно воспользоваться моделью Стикса, которая описывает случай ИЦР-нагрева плазмы ионами малой добавки. В рамках этой модели функция распределения ускоренных ионов  $f(E)$  имеет экспоненциальную зависимость  $f(E) \sim \exp(-E/T_{Stix})$ , где  $T_{Stix}$  – так называемая температура Стикса. Причем в области высоких энергий, если торможение ионов происходит в основном на электронах и нет дополнительных потерь, поперечная температура  $T_{Stix}^\perp$  может быть найдена с помощью простого выражения [15]

$$T_{Stix}^\perp = \frac{P_{Stix} \tau_{se}}{2n}, \quad (9)$$

где  $P_{Stix}$  – плотность поглощенной мощности ИЦР-нагрева, усредненная по магнитной поверхности,  $n$  – плотность ионов малой добавки, а  $\tau_{se}$  – время торможения ионов малой добавки на электронах. Это выражение имеет простой физический смысл. Температура Стикса пропорциональна удельной поглощаемой энергии за время

торможения ионов. Энергия вкладывается в ионы малой добавки со скоростью  $P_{Stix}$  и теряется со скоростью  $2nT_{Stix}^{\perp}/\tau_{se}$ . Баланс между этими двумя процессами и представлен в равенстве (9).

Выражение (9) предназначено для определения локальных значений температуры Стикса. Однако для приблизительной оценки достаточно вычислить ее характерное значение  $T_{ICRH}$ , считая, что ИЦР-мощность равномерно поглощается ионами добавки в однородной центральной зоне плазмы объемом  $V_{ICRH}$ :

$$T_{ICRH} = \frac{P_{ICRH}\tau_{se}}{2nV_{ICRH}} \quad (10)$$

Тогда полное выражение для функции распределения быстрых частиц, летящих в перпендикулярном направлении, будет выглядеть следующим образом:

$$f^{\perp}(E) = k \frac{n \exp(-E/T_{ICRH})}{T_{ICRH}}, \quad (11)$$

где введен дополнительный коэффициент  $k$ , учитывающий анизотропию функции распределения вдоль и поперек магнитного поля.

## 5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКА АТОМОВ И СКОРОСТЕЙ СЧЕТА В АНАЛИЗАТОРАХ АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Скорость нейтрализации ионов в плазме TRT определяется процессами, включающими резонансную перезарядку на фоновых атомах дейтерия ( $D^0$ ) и трития ( $T^0$ ), перезарядку на водородоподобных ионах примесей и гелиевой золы, а также радиационную рекомбинацию. Резонансная перезарядка является определяющей в диапазоне тепловых энергий. С увеличением скорости относительного движения частиц сечение резонансных процессов быстро падает, и в области надтепловых энергий доминирует перезарядка на водородоподобных ионах. Она является основным процессом нейтрализации ионов, ускоренных в результате ИЦР-нагрева. Радиационная рекомбинация также дает сравнимый вклад в области энергий порядка 1 МэВ и выше. В данной работе предполагалось, что основной примесью в плазме TRT для рассматриваемого режима является бериллий и, соответственно, рассчитывалась перезарядка на ионах  $Be^{3+}$  (отметим, что для режимов TRT с литиевой стенкой следует учитывать наличие в плазме водородоподобной примеси  $Li^{2+}$ ). Для оценочного расчета концентрация ядер  $Be^{4+}$  в центре плазмы была принята равной 2% от электронной плотности.

Моделирование процессов нейтрализации ионов и расчеты потока выходящих атомов проводились с помощью кода DOUBLE-MS [16].

Помимо энергии частиц и сечения конкретного процесса, скорость нейтрализации определяется концентрациями ионов основной компоненты и частиц мишени, зависящими от их пространственного распределения. Относительный вклад процессов, учитываемых в проводившихся расчетах, в скорость нейтрализации ионов в плазме TRT в зависимости от малого радиуса токамака показан на рис. 5 для двух значений энергии ионов – 50 кэВ и 1 МэВ.

Образовавшиеся атомы могут покинуть плазму в том случае, если не будут вновь ионизованы на своем пути. Вероятность ионизации возрастает с увеличением расстояния, которое атом проходит до границы плазмы. Величина, пропорциональная вероятности для ионов определенной энергии, находящихся в заданной точке, быть нейтрализованными и покинуть плазму, называется функцией светимости. Она наглядно показывает, из каких областей плазмы поступают частицы, составляющие поток выходящих из плазмы атомов (рис. 6). Так, из приведенного рисунка следует, что атомы тепловых энергий (10–20 кэВ) поступают в основном из периферийной области плазмы. Если же ион с тепловой энергией нейтрализуется в центре плазмы, то с большой вероятностью на своем пути он будет вновь ионизован и не сможет покинуть плазменный объем. В итоге значимый поток атомов из центральной области наблюдается только в диапазоне высоких энергий – для TRT это энергии от 200 кэВ и выше. Однако следует иметь в виду, что из-за экспоненциального спада максвелловской функции распределения интенсивность потока атомов в области высоких энергий будет значительно ниже интенсивности потока низкоэнергичных атомов, относящихся к периферийным областям плазмы (функции светимости, приведенные на рис. 6, нормированы на единицу, поэтому не отражают относительный вклад атомов различных энергий в полный поток). Отметим, что на рис. 6 показаны функции светимости только для ионов максвелловского распределения основного компонента плазмы. Быстрые ионы, возникающие в результате дополнительного нагрева, следует учитывать отдельно. Очевидно, однако, что такие ионы могут прийти только из центральных областей плазмы, т.к. профиль поглощаемой мощности дополнительного нагрева локализован в центре. В то же время, представляя относительно малую часть всех ионов плазмы, быстрые нагревные ионы видоизменяют тепловую функцию распределения, определяемую с помощью атомных анализаторов. Это необходимо иметь в виду при расчете ионной температуры или изотопного отношения концентрации топливных ионов с использованием данных диагностики по потокам атомов. Определение степени этого влияния являлось одной из задач проводившихся расчетов.

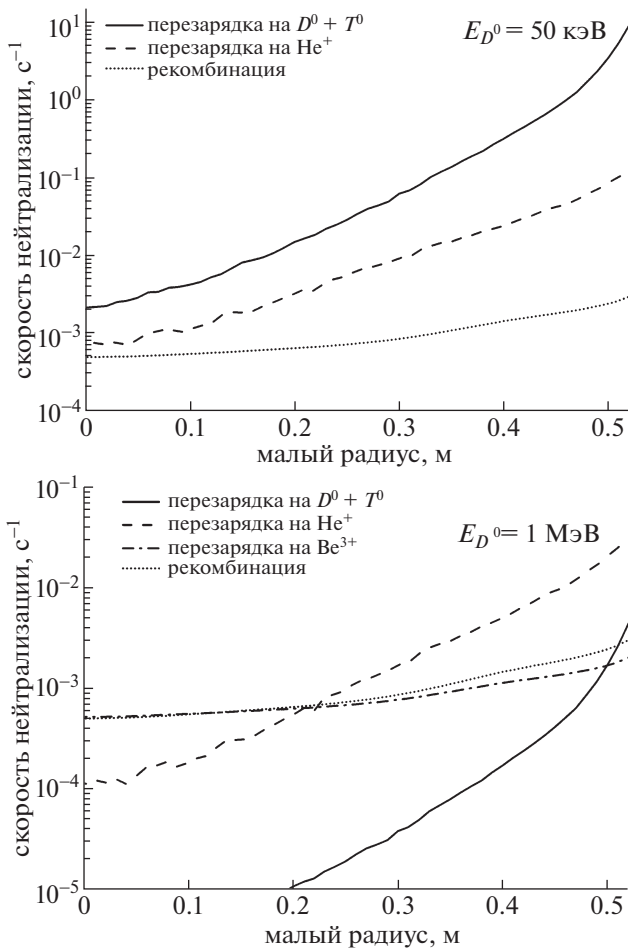


Рис. 5. Вклад различных процессов в нейтрализацию ионов в зависимости от малого радиуса токамака для энергий ионов 50 кэВ и 1 МэВ.

Для вычисления потоков атомов, регистрируемых анализаторами, использовались данные моделирования функций распределения быстрых ионов, полученные в разд. 4. Код DOUBLE-МС применялся как для расчета пространственного распределения плотности нейтрализационной мишени, состоящей из фоновых атомов  $D^0$  и  $T^0$ , так и для непосредственного моделирования выходящего атомного потока с учетом его ослабления в результате ионизации. Для того чтобы связать потоки атомов с величиной, измеряемой в эксперименте, рассчитывались скорости счета  $N(E)$  анализаторов, определяемые как

$$N(E) = \Gamma(E)\Delta E\alpha(E)\frac{S_1S_2}{r^2}, \quad (12)$$

где  $\Gamma(E)$  – энергетическое распределение потока атомов, выходящих из плазмы;  $\alpha(E)$  – эффективность регистрации атомов с энергией  $E$ ;  $\Delta E$  – энергетическая ширина детекторного канала анализатора;  $S_1$  – площадь диафрагмы, расположен-

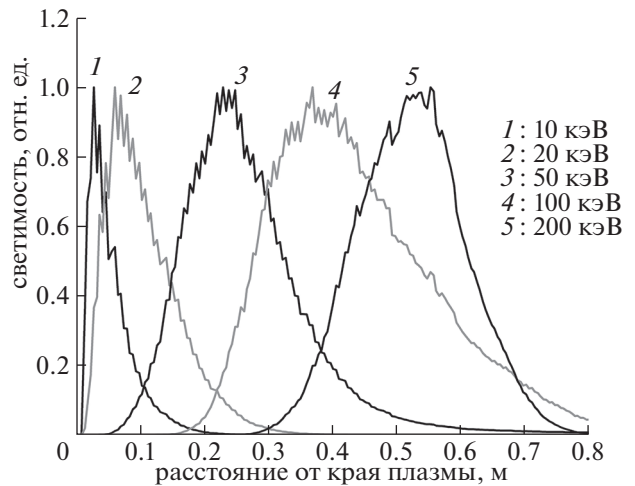
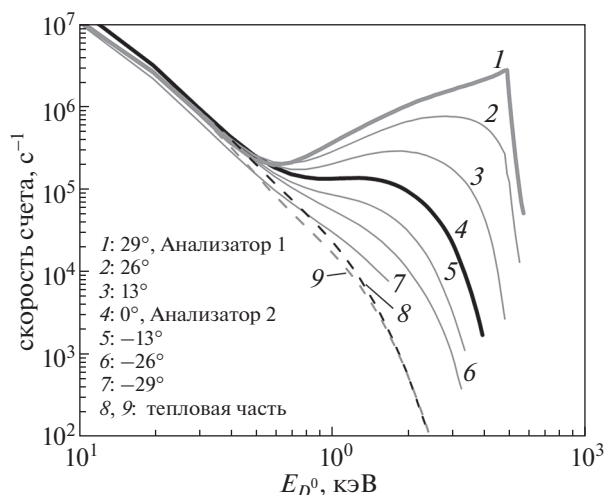


Рис. 6. Функции светимости атомов теплового диапазона энергии – вероятности рождения и выхода атомов из данной точки плазмы.

ной перед плазмой;  $S_2$  – площадь входной диафрагмы анализатора;  $r$  – расстояние между диафрагмами  $S_1$  и  $S_2$ . При этом для всех трех анализаторов эффективность регистрации атомов была принята равной 30% и не зависящей от энергии, а энергетическое разрешение каналов регистрации  $\Delta E/E = 5\%$ , также вне зависимости от энергии. Площадь диафрагмы, расположенной перед плазмой составляла  $25 \text{ см}^2$ , площадь входной диафрагмы анализаторов –  $1 \text{ см}^2$ , расстояние между ними – 5 м. Приведенные параметры близки к реальным средним значениям, характерным для приборов, установленных на различных плазменных установках. Такое упрощение позволило получить оценку скоростей счета, достаточную для того, чтобы сделать выводы о возможностях применения диагностики на TRT. Далее отдельно рассмотрим результаты, полученные для анализаторов с горизонтальными и вертикальной линиями наблюдения.

*А) Анализатор 1 (тангенциальное направление) и анализатор 2 (перпендикулярное направление)*

Для того чтобы наиболее полно оценить влияние нагревных пучков на сигнал, регистрируемый этими анализаторами, был проведен расширенный расчет для нескольких направлений линии наблюдения, находящихся между двумя крайними положениями, ориентированными соответственно по направлению инжекции и против него. Результаты расчета приведены на рис. 7. Как видно из рисунка, анализатор, ориентированный против направления инжекции ( $+29^\circ$ , т.е. повернутый против часовой стрелки относительно оси радиального патрубка) может эффективно использоваться для изучения функции распре-



**Рис. 7.** Скорости счета анализаторов, линии наблюдения которых расположены в горизонтальной плоскости установки. Расчеты проведены для базового дейтерий-третиевого режима работы TRT с пучковым нагревом плазмы. Для оценки влияния нагревных пучков штриховыми линиями 8 и 9 отдельно показан вклад тепловых частиц с изотропным максвелловским распределением в полный сигнал для кривых 4 и 1 соответственно. Угол поворота линии наблюдения отсчитывается относительно направления оси радиального патрубка: поворот против часовой стрелки соответствует положительным значениям, по часовой стрелке — отрицательным.

ления замедляющихся ионов нагревных пучков, захваченных в плазме. Пик в области энергий  $E \approx 500$  кэВ соответствует инжектированным частицам, последующее замедление которых в случае хорошего удержания определяется рассеянием на тепловых электронах и основных ионах плазмы. Отклонение экспериментальной кривой от расчета будет указывать на изменение условий удержания инжектированных частиц. Замедление быстрых ионов приводит к их термализации, и при энергиях  $\leq 50$  кэВ распределение пучковых ионов накладывается на максвелловское распределение основных ионов плазмы. Рассмотрение функций светимости, приведенных на рис. 6, показывает, что пространственная область, доступная для измерения изотопного отношения концентраций топливных ионов, при этом ограничивается приблизительно серединой малого радиуса плазмы — именно этому диапазону соответствует регистрация ионов с энергиями  $\approx 50$ – $60$  кэВ. Отметим, что во всем диапазоне регистрируемых энергий скорость счета анализатора 1 (тангенциальное направление) превышает  $10$  кГц, что обеспечивает возможность проведения измерений с временным разрешением не хуже  $100$  мс.

При отклонении линии наблюдения от направления, противоположного направлению ин-

жекции пучков, вклад в регистрируемый сигнал от ионов нагревных пучков падает. Однако возможность выделения сигнала основных ионов, выходящих из более глубоких областей плазмы, по-прежнему остается ограниченной. Расчет показывает, что влияние нагревного пучка оказывается достаточно сильным для того, чтобы исказить функцию распределения тепловых ионов при энергиях выше  $50$  кэВ даже в том случае, когда линия наблюдения анализатора ориентирована по направлению инжекции ( $-29^\circ$ ). Перпендикулярная ориентация ( $0^\circ$ ), предлагаемая для анализатора 2, соответствует промежуточному случаю. Дальнейший разворот линии наблюдения не даст значительного преимущества: центральные области плазмы по-прежнему будут закрыты пучковыми частицами, а необходимость установки косоугольного патрубка только усложнит конструкторскую задачу и ее техническое исполнение. В этих условиях установка второго анализатора, ориентированного в перпендикулярном направлении, представляется оптимальной. Небольшой разворот линии наблюдения в пределах патрубка (примерно  $3^\circ$ ) позволит исключить специфические особенности регистрации частиц, связанные с захватом и дрейфом локально запертых ионов в гофрах магнитного поля. При этом установка двух анализаторов — с тангенциальным и перпендикулярным направлением линии наблюдения — даст возможность изучать эффекты, связанные с тороидальным вращением плазмы, а также надежно разделить вклад в сигнал тепловых и нагревных ионов.

В заключение отметим, что в области низких энергий скорости счета, приведенные на графике, составляют десятки МГц, что превышает возможности регистрирующей аппаратуры, применяемой для анализаторов потоков атомов при работе в счетном режиме. В этом случае необходимо предусмотреть установку в анализаторах дополнительных диафрагм для ограничения входящего атомного потока.

#### Б) Анализатор 3 (вертикальное направление)

В качестве иллюстрации на рис. 8 приведены траектории ИЦР ускоренных запертых ионов, которые в результате перезарядки могут быть зарегистрированы анализатором 3 с вертикальной линией наблюдения.

Траектории ионов получены в результате численного решения уравнения движения заряженной частицы в магнитном поле токамака, компоненты которого в цилиндрической системе координат могут быть найдены с помощью следующих выражений:

$$B_r = -\frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial Z}, \quad B_z = \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R}, \quad B_\phi = \frac{B_0 R_0}{R}, \quad (13)$$



где  $B_r, B_z, B_\phi$  – радиальная, вертикальная и тороидальная компоненты магнитного поля;  $R, Z$  – радиальная и вертикальная координаты;  $B_0$  – величина тороидального магнитного поля на радиусе  $R_0$ ;  $\psi$  – функция полоидального магнитного потока.

Для расчета траекторий использовался метод Рунге–Кутты четвертого порядка. Гофрировка магнитного поля не учитывалась, так как в центральной области плазмы она не оказывает существенного влияния на траектории запертых частиц. На рис. 8 показаны проекции траекторий ионов дейтерия с энергией 1 МэВ на поперечное сечение плазмы. Траектории имеют форму банана, характерную для ИЦР-нагрева, с вершинами в точках отражения, находящимися в области резонансного слоя. Траектории представлены для трех случаев расположения координат точек отражения, отличающихся смещением (0.1, 0.3 и 0.5 м) в вертикальном направлении от магнитной оси плазмы.

Оценка функции распределения ускоренных ИЦР-ионов была проведена с использованием выражений (10) и (11). При этом были использованы следующие значения параметров: мощность ИЦР-нагрева – 5 МВт, плотность ионов малой добавки ( $H^+$ ) –  $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , время торможения ионов – 1 с, объем горячей зоны –  $6 \text{ м}^3$ , коэффициент анизотропии – 10. С учетом этих значений величина характерной температуры распределения ускоренных ионов составила 500 кэВ.

Полученная функция распределения ИЦР ускоренных ионов была использована для вычисления потока атомов и скорости счета в детекторах анализатора 3 (рис. 9). Уровень сигнала оказался весьма высоким. Загрузка детекторов анализатора достигает  $10^5$  счетов в секунду, что позволит проводить измерения функции распределения ионов с хорошим временным разрешением.

Следует отметить, что приведенная оценка является несколько завышенной, так как значение температуры “хвоста” ускоренных ионов было получено для идеальных условий, когда излучение полностью поглощается ионами и отсутствуют потери при их торможении. В реальных экспериментах по ИЦР-нагреву на крупных установках эта температура заметно ниже и обычно колеблется в интервале 150–300 кэВ. Если для оценки использовать такие значения температуры, то сигнал атомных анализаторов снизится примерно на порядок, до уровня  $10^4 \text{ с}^{-1}$ . Однако и в этом случае уровень сигнала будет достаточным для получения надежных результатов при измерении функции распределения ускоренных ионов во время ИЦР-нагрева плазмы в токамаке TRT.

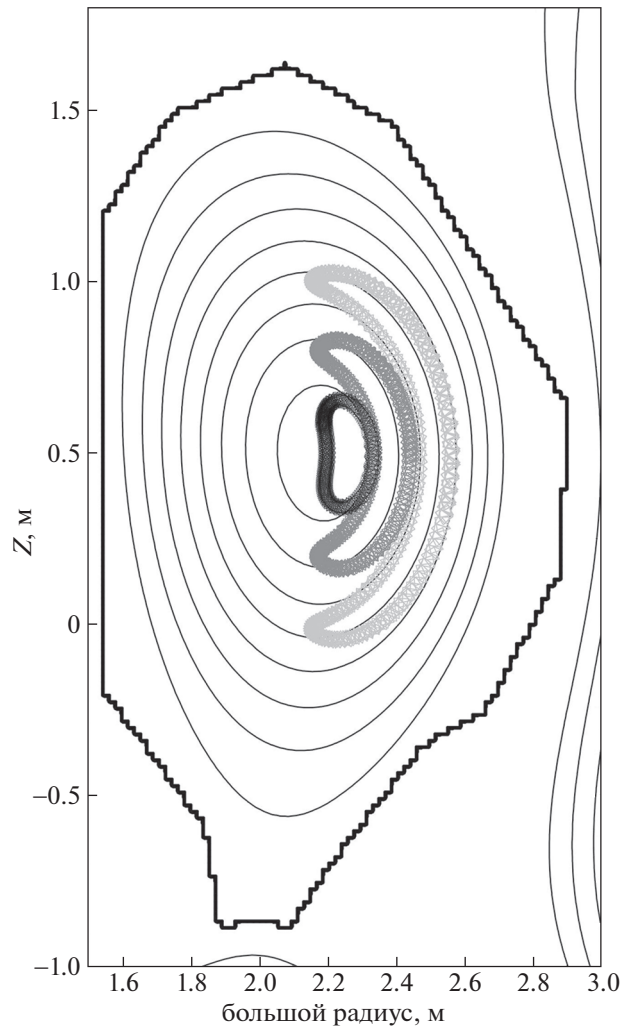


Рис. 8. Пример “банановой” траектории быстрых ионов, ускоренных ИЦР-нагревом плазмы (поперечное сечение плазмы).

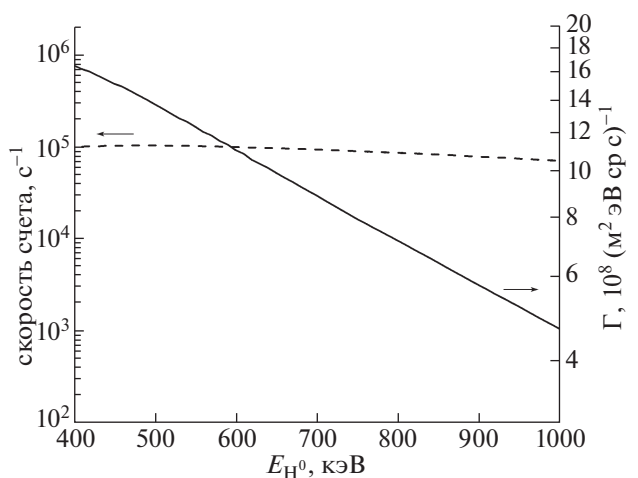


Рис. 9. Поток атомов водорода вдоль вертикальной линии наблюдения плазмы (сплошная линия) и соответствующая скорость счета в детекторах анализатора 3 (штриховая линия) в режиме работы TRT с ИЦР-нагревом плазмы.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для применения на установке TRT предложен диагностический комплекс, состоящий из трех анализаторов атомов перезарядки на различные диапазоны энергии. Каждый из анализаторов предназначен для решения своей функциональной задачи: определения изотопного состава плазмы в тепловом диапазоне энергии, измерения энергетического распределения быстрых ионов, возникающих при нейтральной инжекции и введении в плазму высокочастотной мощности на частоте ионно-циклотронного резонанса. Два анализатора могут быть размещены на патрубках, уже предусмотренных на данном этапе проектирования токамака. Для установки третьего анализатора (с линией наблюдения, ориентированной навстречу движению ионов нагретых пучков) требуется модификация одного из экваториальных патрубков.

Расчеты, выполненные для базового дейтерий-третиевого режима работы TRT с нейтральной инжекцией и режима работы с ВЧ-нагревом плазмы, показывают, что скорости счета в энергетических каналах анализаторов составят величину не менее 10 кГц. Это обеспечивает проведение измерений с хорошим энергетическим разрешением ~5% и высоким временным разрешением ~100 мс.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания № 0040-2019-0023 и частичной поддержке одного из авторов (П. Р. Г.) в рамках координированного исследовательского проекта МАГАТЭ № F13018. Расчеты произведены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого ([www.spbstu.ru](http://www.spbstu.ru)).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н., Мазуль И.В., Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карпов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 970. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>
2. Леонов В.М., Коновалов С.В., Жоголев В.Е., Кавин А.А., Красильников А.В., Куянов А.Ю., Лукаш В.Э., Минеев А.Б., Хайрутдинов Р.Р. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 986. <https://doi.org/10.31857/S0367292121120040>
3. Бельченко Ю.И., Бурдаков А.В., Давыденко В.И., Горбовский А.И., Емелев И.С., Иванов А.А., Санин А.Л., Сотников О.З. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 1031. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110135>
4. Баев В.М., Гетман Д.В., Губин А.М., Субботин М.Л. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 1050. <https://doi.org/10.31857/S0367292121120015>
5. Petrov M.P., Afanasiev V.I., Corti S., Gondhalekar A., Khudoleev A.V., Korotkov A.A., Maas A.C. // *Proc. 19th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Innsbruck, 1992. V. 16C (II). P. 1031.
6. Afanasiev V.I., Gondhalekar A., Babenko P.Yu., Beaumont P., De Antonis P., Detch A.V., Kislyakov A.I., Kozlovskij S.S., Mironov M.I., Petrov M.P., Petrov S.Ya., Tschernyshev F.V., Wilson C.H., and Contributors to the EFDA-JET Workprogramme // *Rev. Sci. Instrum.* 2003. V. 74. P. 2338. <https://doi.org/10.1063/1.1542664>
7. Petrov M.P., Bell R., Budny R.V., Gorelenkov N.N., Medley S.S., White R.B., Zweben S.J. // *Phys. Plasmas*. 1999. V. 6. P. 2430. <https://doi.org/10.1063/1.873539>
8. Petrov M.P., Budny R.V., Duong H.H., Fisher R.K., Gorelenkov N.N., McChesney J.M., Mansfield D.K., Medley S.S., Parks P.B., Redi M.H., Roquemore A.L. // *Nucl. Fusion*. 1995. V. 35. P. 1437. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/35/12/I03>
9. Gorelenkov N.N., Budny R.V., Duong H.H., Fisher R.K., Medley S.S., Petrov M.P., Redi M.H. // *Nucl. Fusion*. 1997. V. 37. P. 1053. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/8/I02>
10. Afanassiev V.I., Kusama Y., Nemoto M., Kondoh T., Petrov S.Ya., Kozlovskij S.S., Satoh M., Morioka A., Tsukahara Y., Nishitani T., Kimura H., Hamamatsu K., Moriyama S., Saigusa M., Fujii T. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 1997. V. 39. P. 1509. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/10/002>
11. Afanasiev V.I., Chernyshev F.V., Kislyakov A.I., Kozlovskij S.S., Lyublin B.V., Mironov M.I., Melnik A.D., Nesenevich V.G., Petrov M.P., Petrov S.Ya. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*. 2010. V. 621. P. 456. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.201>
12. Петров С.Я., Афанасьев В.И., Мельник А.Д., Миронов М.И., Наволоцкий А.С., Несеневиц В.Г., Петров М.П., Чернышев Ф.В., Кедров И.В., Кузьмин Е.Г., Люблин Б.В., Козловский С.С., Мокеев А.Н. // *ВАНТ Сер. Термоядерный синтез*. 2016. Т. 39. № 1. С. 68. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2016-1-67-80>
13. Гончаров П.Р. Свидетельство № 2015663239 от 14.12.2015 г. о государственной регистрации программы для ЭВМ “Программа для расчета функции источника быстрых частиц в плазме при инжекции нейтрального пучка”. Заявитель и правообладатель: Санкт-Петербургский политехнический ун-т Петра Великого.
14. Goncharov P.R., Kuteev V.V., Ozaki T., Sudo S. // *Phys. Plasmas*. 2010. V. 17. 112313. <https://doi.org/10.1063/1.3505482>
15. Heidbrink W.W. and Sadler G.J. // *Nucl. Fusion*. 1994. V. 34. P. 535. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/34/4/I07>
16. Миронов М.И., Чернышев Ф.В., Афанасьев В.И., Мельник А.Д., Наволоцкий А.С., Несеневиц В.Г., Петров М.П., Петров С.Я. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 29. <https://doi.org/10.31857/S0367292121010108>