

04.2

## **Влияние смещения плазмы по большому радиусу на потоки нейтронов и нейтральных атомов при инжекционном нагреве на токамаке ТУМАН-3М**

© В.А. Корнев, Ф.В. Чернышев, А.Д. Мельник, Л.Г. Аскинази,  
Ф. Вагнер, М.И. Вильджюнас, Н.А. Жубр, С.В. Крикунов,  
С.В. Лебедев, Д.В. Разуменко, А.С. Тукачинский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет  
E-mail: Vladimir.Kornev@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 5 июля 2013 г.

Обнаружено, что смещение плазменного шнура вдоль большого радиуса токамака заметным образом влияет на потоки 2.45 MeV DD-нейтронов и высокоэнергичных атомов перезарядки, образующиеся в плазме токамака ТУМАН-3М при использовании инжекционного нагрева (NBI — Neutral Beam Injection). Смещение внутрь на  $\Delta R_0 = 1$  см приводит к увеличению потока нейтронов в 1.2 раза и потока атомов перезарядки в 1.9 раза. Увеличение нейтронного потока обусловлено совместным воздействием ряда факторов: улучшением условий захвата энергичных ионов, увеличением времени их удержания и, по-видимому, некоторым уменьшением поступления примесей в плазму, приводящим к повышению концентрации ионов мишени. Значительное увеличение потоков атомов перезарядки при сдвиге плазмы внутрь происходит в результате роста количества захватываемых энергичных частиц и, отчасти, благодаря увеличению плотности нейтральной мишени. В результате увеличения содержания быстрых ионов в плазме повысилась эффективность нагрева ионной компоненты: температура ионов на оси  $T_i(0)$  выросла от 250 до 350 eV. Эффект зависимости потоков нейтронов от величины большого радиуса  $R_0$  следует учитывать при разработке источников нейтронов на основе компактных токамаков.

Важность исследования и оптимизации потоков нейтронов, генерируемых в термоядерных установках, обусловлена тем, что 80% энергии синтеза ядер дейтерия и трития выделяется в виде кинетической энергии нейтронов. Обсуждаемые в последнее время проекты сооружения нейтронных источников на основе токамаков [1] дополнительно

усиливают интерес к изучению закономерностей поведения потоков нейтронов. В рекордных экспериментах на токамаках JET и TFTR потоки нейтронов достигали в DT-реакциях  $5.7 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}$  [2] и в DD-реакциях  $2.8 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$  [3]. Хотя в этих экспериментах большинство нейтронов возникло в результате взаимодействия тепловых ионов, тем не менее наблюдалась заметная асимметрия потоков, выходящих в вертикальном направлении. Еще более сильная асимметрия наблюдается при NBI-нагреве в плазме с низкой ионной температурой, когда доминируют реакции синтеза, обусловленные взаимодействием быстрых ионов пучка и холодных ионов мишени. В частности, асимметрия наблюдалась в экспериментах на токамаке MAST [4]. Упомянутые наблюдения указывают на возможность оптимизации потока нейтронов при изменении  $R_0$  или прицельного параметра тангенциальной инжекции  $R_{\text{tan-NBI}}$ . Информация о пространственном распределении плотности быстрых ионов, участвующих в реакциях синтеза, может быть получена также и при измерении потоков нейтральных атомов перезарядки [5]. В настоящем сообщении представлены результаты исследования зависимости потоков DD-нейтронов и нейтральных атомов перезарядки от сдвига плазмы по большому радиусу токамака ТУМАН-3М [6] при NBI-нагреве.

Интегральный поток нейтронов измерялся с помощью детекторов, описанных в [7,8]. Источником 2.45 MeV нейтронов в описываемых опытах являлась реакция слияния быстрых ионов  $\vec{D}$ , образующихся при ионизации атомов NBI, и ионов плазмы D:  $\vec{D}(D, {}^3\text{He})n$ . Так как сечение DD-реакции резко зависит от относительной скорости ионов, основную долю потока, измеряемого детекторами, вносят ионы, имеющие скорость, близкую к скорости инжекции  $V_{b0}$ . В таком случае измеряемый поток  $I_n$  можно описать формулой

$$I_n \cong \int_v n_{FI} n_i \sigma_n V_{b0} dv, \quad (1)$$

здесь  $n_{FI}$  — плотность быстрых ионов с энергией в диапазоне  $(E_{b0} - \Delta E) < E < E_{b0}$ , где  $E_{b0}$  — энергия инжекции,  $\Delta E \cong 5 \text{ keV}$  (выбор диапазона  $\Delta E$  обусловлен значительным (в 5 раз) уменьшением сечения  $\sigma_n$  при уменьшении энергии на 5 keV),  $n_i$  — плотность тепловых ионов. Измеряя поток нейтронов, можно определить  $R_0$ , при котором захват и удержание быстрых ионов будет оптимальным.

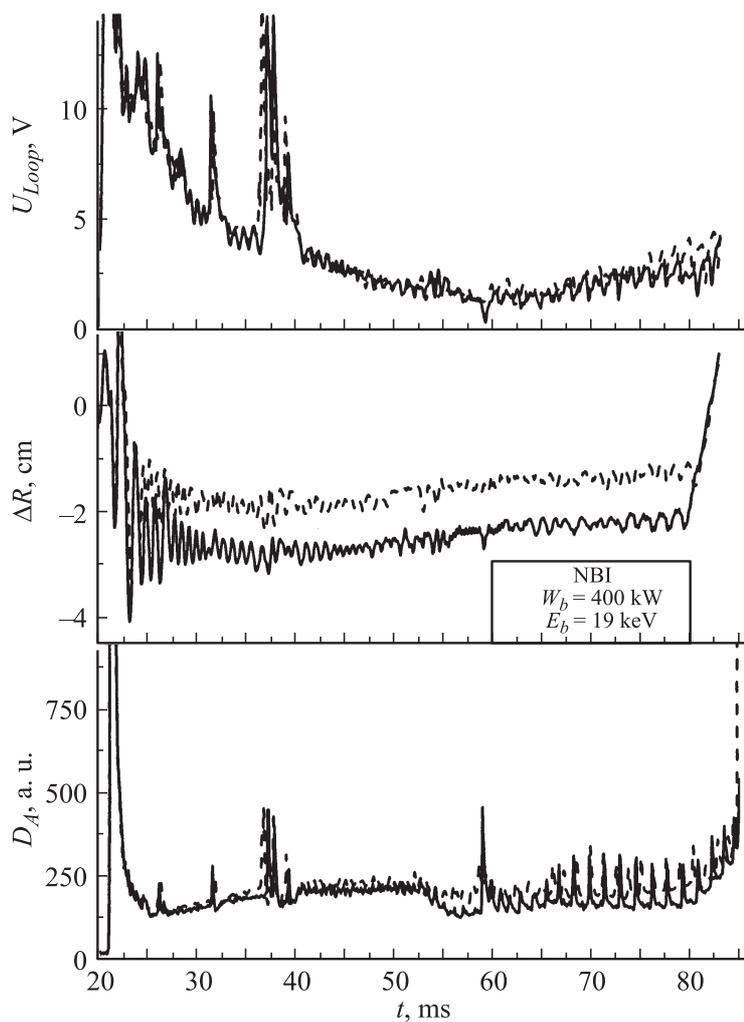
Спектры нейтральных атомов перезарядки измерялись с помощью анализатора АКОРД-12 [9]. Для целей настоящего исследования анализатор был установлен таким образом, чтобы его линия наблюдения располагалась в экваториальной плоскости, была направлена тангенциально, навстречу инжекции и имела тот же прицельный параметр  $R_{\text{tan-NPA}}$ , что и пучок NBI:  $R_{\text{tan-NPA}} = R_{\text{tan-NBI}} = 0.41 \text{ m}$ . Линия наблюдения анализатора пересекает ось пучка на радиусе  $R_{\text{NPA} \times \text{NBI}} = 0.45 \text{ m}$ , в первой половине его траектории.

Спектр быстрых частиц, регистрируемых анализатором, связан с распределением по энергиям ионов плазмы следующим соотношением:

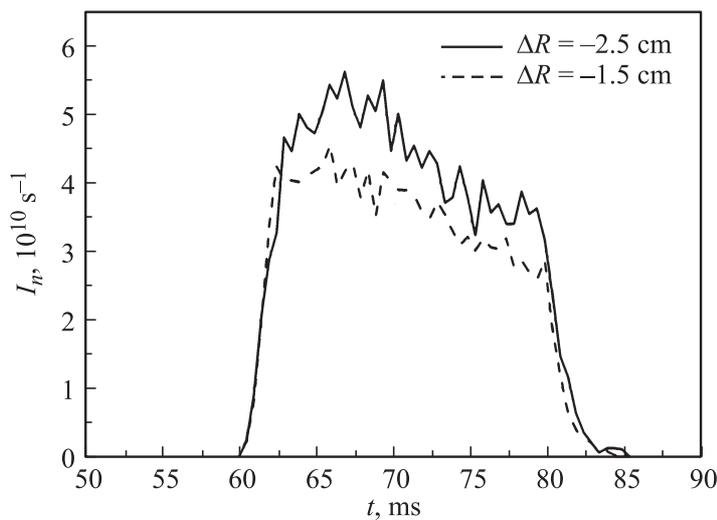
$$F(E)dE = A\Omega V_i^2 dV_i \times \int_{-X_0}^{X_0} \exp \left[ - \int_x^{X_0} \alpha(x) dx \right] n_i(x) f_i(x, \vec{V}_i) \langle \sigma_{cx} V_0 \rangle_{\vec{V}_i} n_0(x) dx, \quad (2)$$

где  $F(E)$  — число атомов с энергией  $E$  в диапазоне  $dE$ , попадающих в анализатор в единицу времени;  $A$  — площадь входной щели и  $\Omega$  — телесный угол анализатора;  $\vec{V}_i$  — скорость ионов, летящих в направлении на анализатор с энергией  $E$ ;  $n_i(x)$  и  $f_i(x, \vec{V}_i)$  — плотность и функция распределения ионов по скоростям в точке  $x$ ;  $n_0$  — плотность нейтральных атомов в плазме;  $\langle \sigma_{cx} V_0 \rangle_{\vec{V}_i}$  — скорость перезарядки ионов, имеющих скорость  $\vec{V}_i$ , усредненная по функции распределения нейтральных атомов;  $\alpha$  — коэффициент ослабления потока нейтралов при пролете через плазму;  $-X_0$ ,  $X_0$  и  $x$  — начало, конец и координата вдоль линии наблюдения анализатора ( $X_0$  — координата входной щели анализатора). Из соотношения (2) видно, что определение плотности потока энергичных ионов по потоку атомов перезарядки — сложная задача, не говоря уже о восстановлении функции распределения. Однако, как оказалось, анализ изменения потока атомов перезарядки при смещении по большому радиусу может дать полезные сведения о поведении энергичных ионов.

Опыты проводились в режиме с током по плазме  $I_p = 140\text{--}150 \text{ kA}$ , продольным магнитным полем в стадии NBI нагрева  $B_T = 0.67\text{--}0.75 \text{ T}$ , коэффициентом запаса устойчивости  $q^{cyl} = 2, 3$ , средней концентрацией плазмы  $\bar{n}_e = (2.0\text{--}3.0) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Инжекция атомов дейтерия с



**Рис. 1.** Эволюция параметров разряда при его сдвиге по большому радиусу: напряжение на обходе разряда  $V_{Loop}$ ; смещение крайней замкнутой магнитной поверхности по большому радиусу  $\Delta R$  и форма импульса нейтральной инжекции (NBI); интенсивность свечения линии дейтерия  $D_{\alpha}$ . Разряд со смещением 1.5 cm — прерывистые кривые, 2.5 cm — непрерывные кривые.



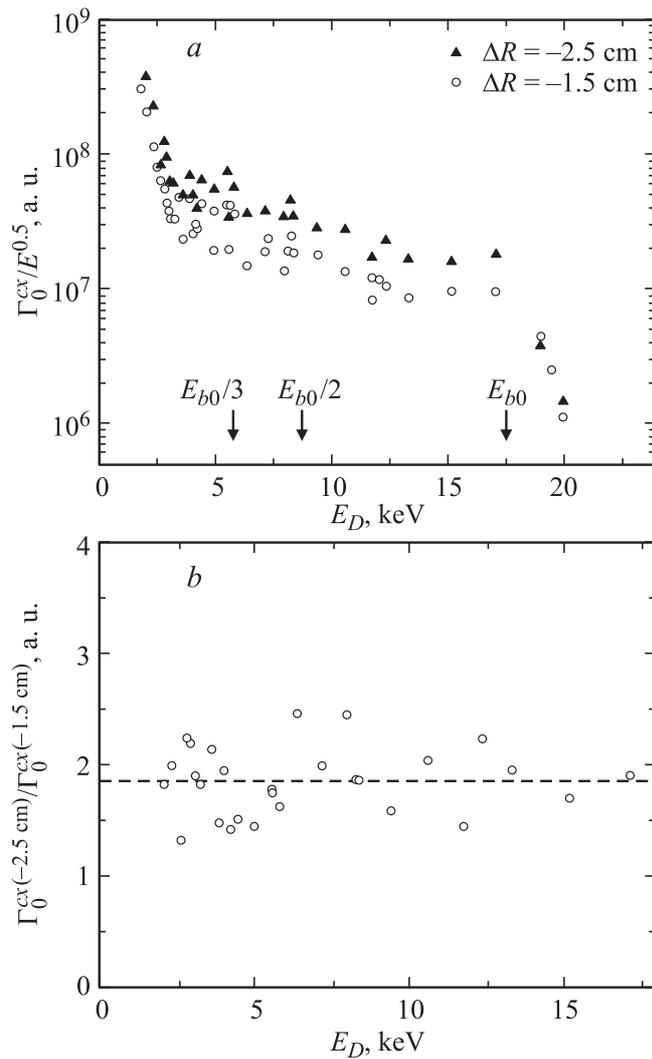
**Рис. 2.** Эволюция нейтронного потока при различных смещениях плазмы по большому радиусу.

энергией  $E_{b0} = 17\text{--}22 \text{ keV}$  производилась с 60 по 80 ms в дейтериевую плазму, находящуюся в омическом H-режиме [10], переход в который происходил на 53 ms (рис. 1). Момент начала инжекции выбирался таким образом, чтобы плотность плазмы была не ниже  $\bar{n} = 2,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , что, как обнаружено в [8], достаточно для эффективной ионизации и захвата энергичных ионов. Выбор времени начала инжекции обеспечивал квазистационарность тока по плазме в период работы инжектора.

Приведенное на рис. 1 сравнение эволюции некоторых параметров плазмы в двух режимах с одинаковым током, продольным полем и плотностью, отличающихся смещением по большому радиусу, показало, что в разрядах с большим смещением напряжение на обходе плазмы в стадии NBI несколько меньше, чем в разрядах со смещением 1.5 см, что указывает на уменьшение сопротивления плазмы. Причиной этого является некоторое увеличение электронной температуры. Кроме того, следует отметить  $\sim 20\%$ -ное уменьшение интенсивности свечения линии  $D_\alpha$  (см. кривые в нижнем окне на рис. 1), указывающее

на снижение плотности нейтральных атомов при большем сдвиге. При смещении внутрь наблюдается также рост интенсивности потока нейтронов в 1.2 раза, хотя объем плазмы уменьшается на  $\sim 10\%$  (рис. 2). Этот рост обусловлен совместным воздействием различных факторов: во-первых, как показали численные расчеты, в сдвинутом внутрь шнуре улучшаются условия захвата. Улучшение условий захвата приводит к 5–10%-ному увеличению количества энергичных ионов [11]. Кроме того, из-за роста  $T_e$  замедляется торможение быстрых ионов, что обуславливает 20–30%-ное увеличение потока нейтронов благодаря накоплению энергичных частиц [8]. Наконец, поток нейтронов может увеличиваться благодаря увеличению плотности ядер мишени, происходящему в результате снижения  $Z_{eff}$  при постоянной электронной плотности. Можно предположить, что в нашем случае этот эффект также имел место, так как наблюдалось уменьшение потока нейтральных атомов (рис. 1, нижние кривые), который в ТУМАНе-3М коррелирует с потоком примесей со стенок. Эффект влияния  $Z_{eff}$  на поток нейтронов наблюдался также на токамаке ASDEX Upgrade [12].

Помимо потока нейтронов измерялись спектры быстрых атомов перезарядки (рис. 3, *a*). Данные, приведенные на рисунке, соответствуют моменту времени  $t = 15$  ms после начала инжекции. Энергия инжектируемого пучка в этот момент времени составляет  $E_{b0} = 17.5$  keV. Сравнение спектров, полученных при разных смещениях шнура, показывает, что они незначительно отличаются по форме. Это указывает на сходные условия термализации быстрых ионов. Основное отличие спектров, полученных при различных смещениях оси разряда, состоит в абсолютной величине зарегистрированных потоков атомов перезарядки: для режима со смещением 2.5 cm потоки в 1.9 раза выше, чем при смещении 1.5 cm. Особенностью спектров является отсутствие зависимости отношения потоков от энергии. В исследованном диапазоне энергий отношение  $\Gamma_0^{cx(-2.5\text{cm})} / \Gamma_0^{cx(-1.5\text{cm})}$  меняется в пределах 1.4–2.5, составляя в среднем 1.9 и не обнаруживая явной зависимости от энергии (рис. 3, *b*). Эта особенность может свидетельствовать или об увеличении количества быстрых ионов, или о росте плотности атомов мишени  $n_0$ . Однако, как видно из рис. 1, интенсивность свечения линии нейтрального дейтерия  $D_\alpha$ , пропорциональная плотности нейтральных атомов  $n_0$ , при смещении не увеличивается, а



**Рис. 3.** Спектры нейтральных атомов перезарядки в разрядах со сдвигом плазмы внутрь тора на 1.5 см (кружки) и на 2.5 см (треугольники);  $E_{b0}$ ,  $E_{b0}/2$ ,  $E_{b0}/3$  — положение на оси абсцисс энергетических компонент пучка в момент регистрации спектров (a). Отношение потоков атомов перезарядки в разрядах со смещением 2.5 и 1.5 см для спектров, приведенных на a (b).

уменьшается на 20%. Таким образом, наиболее вероятной причиной роста потоков атомов перезарядки является увеличение количества быстрых ионов при смещении плазмы внутрь. В таком случае за счет увеличения количества быстрых ионов должна увеличиться и температура ионов. Измерения  $T_i(0)$ , осуществлявшиеся в диапазоне 0.2–1.3 keV (этот диапазон не показан на рис. 3, а), подтвердили это предположение. Действительно,  $T_i(0)$  при смещении выросла от 250 до 350 eV.

Таким образом, в рамках настоящего исследования обнаружено, что смещение плазмы внутрь на  $\Delta R_0 = 1$  см приводит к 20%-ному увеличению потока 2.45 MeV DD-нейтронов, благодаря улучшению условий захвата быстрых частиц нагревного пучка, ослаблению торможения на электронах (из-за роста электронной температуры) и снижению содержания примесей. Обнаруженное увеличение потоков атомов перезарядки в 1.9 раза связано с увеличением количества быстрых ионов и отчасти с ростом плотности нейтральной мишени.

Работа выполнена при поддержке Российской академии наук (Программа президиума РАН № 30), Министерства образования и науки РФ (контракт № 14.518.11.7012 от 20.06.2012 и договор № 11.G34.31.0041) и Голландско-Российским центром мастерства (NWO/RFBR Grant # 047.018.002).

## Список литературы

- [1] Peng Y.-K.M., Fogarty P.J., Burgess T.W. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. B263.
- [2] Keilhacker M., Gibson A., Gormezano C. et al. // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 209.
- [3] Budny R.V. // Nucl. Fusion. 1994. V. 34. P. 1247.
- [4] Turnyanskiy M., Challis C.D., Akers R.J. et al. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 053 016.
- [5] Chernyshev F.V., Ayushin B.B., Dyachenko V.V. et al. // ECA. 34nd EPS Conf. Plasma Phys. 2007. P. 5.107.
- [6] Воробьев Г.М., Голант В.Е., Горностаев С.В. и др. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 105.
- [7] Askinazi L.G., Chernyshev F.V., Golant V.E. et al. // ECA. 34nd EPS Conf. Plasma Phys. 2007. P. 1.146.

- [8] Корнев В.А., Аскинази Л.Г., Вильдэюнас М.И. и др. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 6. С. 41.
- [9] Извозчиков А.Б., Петров М.П., Петров С.Я. и др. // ЖТФ. 1992. Т. 62. В. 2. С. 157.
- [10] Lebedev S.V., Andrejko M.V., Askinazi L.G. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. P. B289.
- [11] Вильдэюнас М.И., Корнев В.А., Аскинази Л.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 22. С. 80.
- [12] Tardinia G., Hohbauer C., Fischer R. et al. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 063 027.