

04

Удержание энергичных ионов в плазме токамака при магнитном поле 0.7–1.0 Т

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

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: sergei.lebedev@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 28 ноября 2012 г.

Представлены результаты экспериментального исследования влияния величины тороидального магнитного поля (B_T) и плазменного тока (I_p) на захват и удержание энергичных ионов (ЭИ), возникающих при ионизации нагретого пучка нейтральных атомов в токамаке. На основании измерения потоков 2.45 MeV термоядерных нейтронов сделан вывод о значительном росте количества ЭИ при увеличении B_T от 0.7 до 1.0 Т и I_p от 140 до 180 кА. Помимо классического торможения, обнаружено наличие дополнительного канала потерь ЭИ, ответственного за 15%-е снижение времени их удержания.

Изучение поведения ЭИ является одним из приоритетов в исследованиях магнитного удержания плазмы, поскольку такие ионы должны быть надежным источником энергии для самоподдерживающегося горения в термоядерном реакторе [1]. Хорошее удержание ЭИ является необходимым условием эффективного нагрева плазмы. Исследование удержания ЭИ в компактных токамаках с небольшим магнитным полем B_T приобрело дополнительную актуальность в связи с возросшим в последнее время интересом к разработкам нейтронных источников на основе реакций термоядерного синтеза [2–4]. В современных установках ЭИ возникают в экспериментах при дополнительном нагреве плазмы с помощью инъекции высокоэнергичных нейтральных атомов (NBI-Neutral Beam Injection), электромагнитных волн высокочастотного диапазона, а также в результате протекания реакций термоядерного синтеза между изотопами водорода. Ряд трудностей усложняет накопление и удержание энергичных ионов в компактном токамаке при небольшом магнитном поле. К их числу относятся невысокая плотность и небольшие размеры, препятствующие полному поглощению в плазме

пучков атомов с высокой энергией; недостаточные для эффективного захвата образующихся ионов величины магнитного поля и плазменного тока; а также возможное развитие неустойчивостей в плазме, приводящих к ускоренным потерям ЭИ. В статье сообщаются результаты исследования влияния величин B_T и I_p на эффективность захвата и удержания энергичных ионов в токамаке ТУМАН-3М (тороидальная установка с магнитным адиабатическим нагревом) [5] при изменении B_T от 0.7 до 1.0 Т.

На токамаке с небольшим аспектным отношением ТУМАН-3М эксперименты по NBI были начаты несколько лет назад [6]. Пучок дейтериевых атомов инжектируется в тангенциальном по отношению к тороидальному магнитному полю направлении с прицельным параметром $R_{inc} = 0.42$ м (большой/малый радиус плазмы при этом: $R_0/a_p = 0.53/0.22$ м). Согласно измерениям, на выходе из камеры перезарядки инжекторов пучок имеет вытянутое в вертикальном направлении сечение с отношением высоты к ширине $h/d = 0.188/0.056$ м. В описываемых экспериментах максимальные энергия и ток пучка, измеряемые перед входом в камеру перезарядки, составляли 25 keV и 24 А соответственно. Недавно завершённое усовершенствование системы питания токамака [7] позволило повысить магнитное поле B_T и плазменный ток I_p в стадии инжекции от 0.7 до 1.0 Т и от 140 до 190 кА соответственно. После увеличения B_T и I_p параметры плазмы в стадии омического нагрева находятся в диапазоне: $\bar{n} \leq 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e(0) \leq 0.75 \text{ keV}$, $T_i(0) \leq 0.2 \text{ keV}$.

Основным диагностическим средством для осуществления исследования ЭИ были два детектора, предназначенные для измерения интенсивности потока 2.45 MeV нейтронов, рождающихся при реакции DD-синтеза между энергичными ионами, возникающими при ионизации нейтрального пучка, и дейтронами фоновой плазмы: $\bar{D} + D \rightarrow {}^3\text{He} + n(2.45 \text{ MeV})$. При этом ввиду низкой ионной температуры плазмы $T_i \leq 0.36 \text{ keV}$, скорость DD-реакции между ионами фоновой плазмы пренебрежимо мала. Также малой оказывается и скорость реакции между компонентами пучка E_0 , $E_0/2$, $E_0/3$, поскольку сечение реакции в рассматриваемом диапазоне энергий быстро падает с уменьшением относительной скорости сталкивающихся дейтронов и концентрация ЭИ много меньше концентрации плазмы. Эти обстоятельства делают нейтронные детекторы чувствительным средством измерения количества ЭИ в плазме. Конструкция детекторов, применявшихся в наших экспериментах, включала в себя полиэтиленовый замедлитель

нейтронов до тепловых скоростей, ^3He газоразрядный счетчик, свинцовую защиту от жесткого рентгеновского излучения [8]. Счетчики были прокалиброваны таким образом, чтобы можно было оценить полный поток нейтронов из объема плазмы. В описываемых опытах этот поток не превышал $1.2 \cdot 10^{11}$ 1/s. Помимо нейтронных детекторов для наблюдения за поведением ЭИ мог быть использован анализатор энергии нейтральных атомов, вылетающих из плазмы АКОРД-12 [9].

Для оценки возможного влияния величин B_T и I_p на эффективность захвата были проведены расчеты доли энергичных частиц, захватываемых на „удерживаемые“ орбиты — орбиты, траектории которых не выходят из области замкнутых магнитных поверхностей. Расчет траекторий осуществлялся интегрированием уравнений движения в предположении параболического распределения профиля плотности плазменного тока. Расчет доли захваченных частиц осуществлялся путем вычисления вероятности перезарядки энергичных нейтральных атомов инжектируемого пучка на ионах фоновой плазмы с использованием экспериментального профиля плотности плазмы. Результаты расчета доли удерживаемых дейтронов в зависимости от энергии инжекции для $B_T = 0.7$ и $B_T = 1.0$ Т представлены на рис. 1. В данном расчете величины коэффициента запаса устойчивости и средней плотности плазмы принимались одинаковыми для обоих магнитных полей: $q(a) = 3.65$ ($q^{cyl}(a) = 2.9$), $\bar{n}_e = 2.3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Расчет показал, что в диапазоне доступных энергий инжекции (20–25 keV) при увеличении B_T и I_p на $\sim 30\%$ возрастает доля удерживаемых ионов и на 40–50% снижается количество ионов, попадающих на неудерживаемые траектории (орбитальные потери).

Эксперименты по исследованию влияния B_T и I_p на захват и удержание ЭИ были проведены в разрядах с плотностью плазмы $\bar{n}_e = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, неизменной энергией инжекции $E_0 = 23.5 \text{ keV}$ (мощность на выходе из инжектора $P_{NB} = 390 \text{ kW}$) в следующих сценариях: 1 — $B_T = 0.7 \text{ Т}$, $I_p = 140 \text{ кА}$, 2 — $B_T = 1.0 \text{ Т}$, $I_p = 140 \text{ кА}$, 3 — $B_T = 1.0 \text{ Т}$, $I_p = 180 \text{ кА}$. Измерения интенсивности нейтронного потока показали значительный рост I_n при переходе от сценария 1 к сценариям 2 и 3 (рис. 2, а). Расчеты доли удерживаемых ионов по описанной выше модели для сценариев 1–3 представлены на рис. 2, б. Вертикальной линией на рис. 2, а показан момент времени, когда величина средней плотности соответствовала отмеченной вертикальной линией на рис. 2, б плотности $3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Полагая, что скорость счета нейтронов пропорциональна количеству ЭИ в

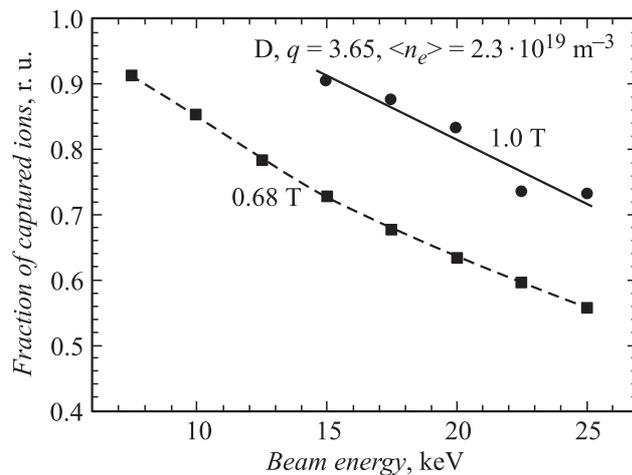


Рис. 1. Зависимость доли захватываемых ионов от энергии инжектируемых частиц, рассчитанная для двух величин магнитного поля: $B_T = 0.7$ и $B_T = 1.0 \text{ T}$ при неизменных $q(a) = 3.65$ ($q^{cyl}(a) = 2.9$), $\bar{n}_e = 2.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

плазме, из сравнения данных рис. 2, *a* и *b* можно сделать вывод, что при переходе как от сценария 1 к сценарию 2, так и от 2 к 3 увеличение количества ЭИ в плазме больше, чем предсказывает расчет. Действительно, $I_{n2}/I_{n1} = 1.5$ и $I_{n3}/I_{n2} = 1.3$, тогда как $f_{n2}/f_{n1} = 1.2$ и $f_{n3}/f_{n2} = 1.07$ (здесь: I_{ni} и f_{ni} — нейтронный поток и доля удерживаемых ионов в *i*-м сценарии). При увеличении тороидального магнитного поля B_T (сценарий 1 → сценарий 2) рост потока нейтронов может быть обусловлен не только увеличением доли удерживаемых ионов, но и такими факторами, как возрастание количества мишенней дейтронов в результате уменьшения эффективного заряда плазмы, увеличение времени торможения ЭИ за счет роста электронной температуры, увеличение времени удержания ЭИ в результате снижения роли потерь, обусловленных наличием пилообразных колебаний. Влияние первого из этих факторов было проанализировано ранее [10] и привело к выводу о том, что при наблюдаемом снижении Z_{eff} от 2.3 до 1.7 плотность дейтронов в мишенной плазме увеличивается в 1.2–1.3 раза. Следует отметить, что этот эффект приводит к увеличению потока нейтронов, но не к увеличению количества ЭИ в плазме. Увеличение

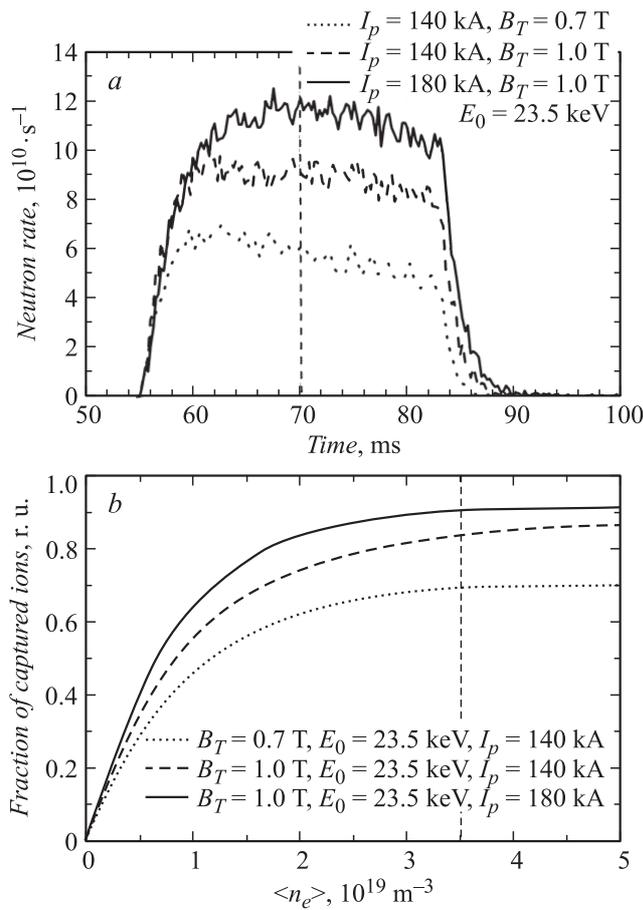


Рис. 2. *a* — временные зависимости нейтронного потока в разрядах с различными B_T и I_p . Вертикальная линия показывает момент времени, когда плотность плазмы составляла $3.5 \cdot 10^{19} m^{-3}$. *b* — расчет доли захватываемых ионов в зависимости от плотности плазмы для условий разрядов, в которых измерялся поток нейтронов (*a*).

количества ЭИ должно происходить за счет увеличения времени торможения при росте электронной температуры ($\tau_{se} \propto T_e^{3/2}$). Влияние этого фактора было оценено по измерениям электронной температуры [10] и

составило 30–35%. Влияние уменьшения интенсивности пилообразных колебаний при увеличении V_T и соответственно коэффициента запаса устойчивости $q(a)$ оказалось незначительным ввиду малости этого канала потерь ЭИ даже в сценарии 1. Согласно [8], потери ЭИ, обусловленные развитием пилообразных колебаний в разрядах с $q(a) \approx 3$, не превышают 10–15%. Таким образом, увеличение плотности фоновой плазмы и рост времени торможения ЭИ вполне объясняют наблюдаемый прирост нейтронного потока при переходе от сценария 1 к сценарию 2. Избыточный прирост потока нейтронов при увеличении тока (сценарий 2 → сценарий 3) невелик и объясняется увеличением времени торможения ЭИ при росте электронной температуры. Согласно оценкам, этот эффект должен обеспечить увеличение количества ЭИ в сценарии 3 по сравнению со сценарием 2 на 20%, что соответствует наблюдаемому приросту нейтронного потока, см. 2 верхних сигнала на рис. 2, *a*. На основании описанного исследования влияния увеличения тороидального магнитного поля от 0.7 до 1.0 и плазменного тока от 140 до 180 кА на захват ЭИ при NBI был сделан вывод о значительном (2-кратном) росте интенсивности нейтронного потока, обусловленного в основном увеличением количества ЭИ в плазме за счет роста доли „удерживаемых“ ионов и времени их торможения.

Для оценки качества удержания ЭИ были проведены эксперименты по исследованию зависимости времени спада нейтронного потока после выключения NBI от плотности при различных магнитных полях и плазменных токах. Типичное поведение потока нейтронов после выключения NBI представлено на рис. 3, *a*. Здесь видно, что спад нейтронного потока при различных плотностях хорошо аппроксимируется экспонентой с показателем $-t/\tau_n$, где t — время от момента выключения NBI, а τ_n — характерные времена этого спада, зависящие от плотности. Для установления закономерностей времени спада τ_n были выполнены его измерения при различных параметрах разряда и расчеты этого времени в предположении классического кулоновского механизма торможения [11]: $\tau_n = (\tau_{se}/3) \ln((E_0^{3/2} + E_{cr}^{3/2})/(E_n^{3/2} + E_{cr}^{3/2}))$, здесь τ_{se} — время кулоновского торможения ЭИ на электронах, E_0 — энергия инжектируемых ионов, $E_{cr} = 14.8(A_b/A_i^{2/3})T_e$ — критическая энергия, E_n — энергия, при которой сечение DD-реакции спадает в e раз по сравнению с сечением при E_0 . Результаты экспериментов и расчетов представлены на рис. 3, *b* в виде зависимости экспериментального времени — τ_n^{exp} от расчетного — τ_n^{calc} . Здесь же приведена линейная аппроксимация массива точек: $\tau_n^{exp} = 0.84\tau_n^{calc}$.

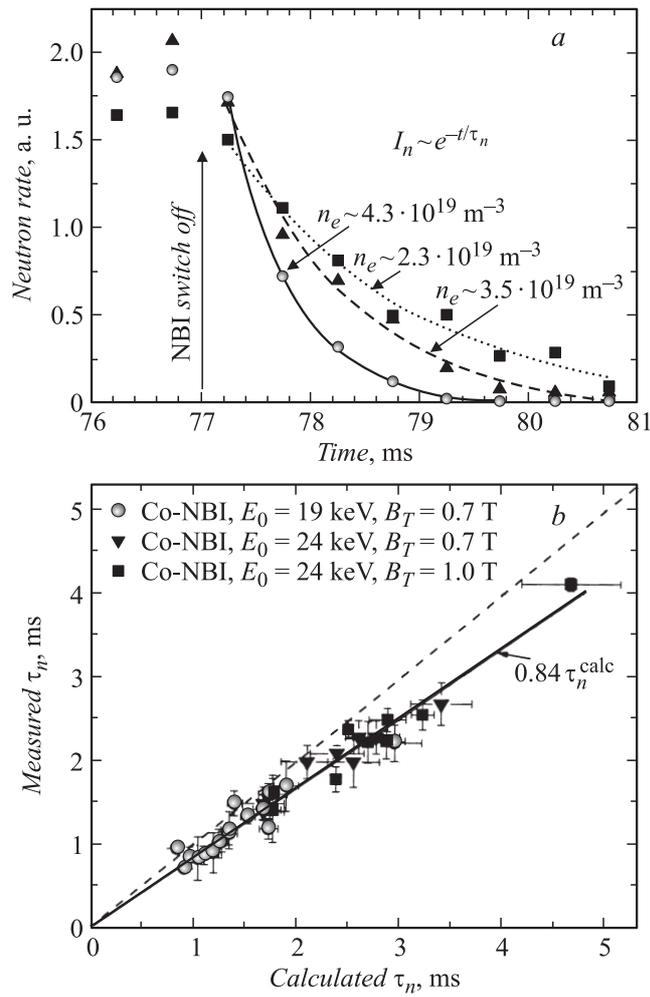


Рис. 3. Измерения времени спада нейтронного потока после выключения импульса NBI: *a* — аппроксимация кривых спада при различных плотностях экспонентой, *b* — сопоставление экспериментального времени спада с расчетным в предположении кулоновского торможения.

График на рис. 3, *b* позволил сделать выводы: во-первых, о приблизительно 16%-м „отставании“ экспериментальных времен от расчетных и, во-вторых, об отсутствии значимого различия этого „отставания“ при различных V_T и E_0 . Первое из отмеченных обстоятельств указывает на наличие дополнительного канала потерь, помимо кулоновского торможения. Таким каналом может быть либо диффузия ЭИ в периферию плазмы, где плотность мишени ниже и соответственно уменьшается нейтронный выход, либо ускоренная термализация ЭИ при коллективном взаимодействии с тепловыми ионами плазмы. Второй вывод, по-видимому, указывает на нечувствительность дополнительного механизма потерь к магнитному полю и энергии инжекции. Для уточнения механизма дополнительных потерь ЭИ планируется проведение опытов с регистрацией возможных проявлений перераспределения ЭИ или коллективных взаимодействий.

Таким образом, в результате проведенного исследования установлено, что увеличение тороидального магнитного поля и плазменного тока приводит к значительному (2-кратному) росту количества энергичных ионов в плазме в условиях нагрева NBI в токамаке в диапазоне магнитных полей 0.7–0.1 Т. Наблюденный эффект объясняется не только увеличением доли ионов, захватываемых на „удерживаемые“ траектории, но и увеличением времени торможения ЭИ в результате роста электронной температуры, наблюдаемого при увеличении V_T и I_p в компактном токамаке. Кроме того, обнаружен дополнительный канал потерь энергичных ионов (помимо кулоновского торможения). Он отвечает за отличие на 16% экспериментального времени спада потока нейтронов после выключения NBI от расчетного.

Работа поддерживалась Российской академией наук (Программа президиума РАН № 30), Министерством образования и науки РФ (контракт № 16.518.11.7017 и договор № 11.G34.31.0041), Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 10-02-01414-а) и Центром мастерства (NWO/RFBR Grant # 047.018.002).

Список литературы

- [1] ITER Physics Expert Group on Energetic Particles, Heating and Current Drive, ITER Physics Editors // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 2471–2495.
- [2] Peng Y.-K.M., Fogarty P.J., Burgess T.W. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. B263–283.

- [3] *Voss G., Davisa S., Dnestrovskij A.* et al. // *Fusion Eng. & Des.* 2008. V. 83. P. 1648–1653.
- [4] *Kuteev B.V., Azizov E.A., Bykov A.S.* et al. // *Nucl. Fusion.* 2011. V. 51. P. 073 013. (6p).
- [5] *Воробьев Г.М., Голант В.Е., Горностаев С.В.* и др. // *Физика плазмы.* 1983. Т. 9. С. 105–120.
- [6] *Lebedev S.V., Askinazi L.G., Barsukov A.G.* et al. // *Fusion Energy.* 2006. (Proc. 21st Int. Conf. Chengdu, 2006). IAEA. Vienna, 2006. CD-ROM file EX/P3-15.
- [7] *Аскинази Л.Г., Жубр Н.А., Корнев В.А.* и др. // *Приборы и техника эксперимента.* 2011. В. 6. С. 66–70.
- [8] *Askinazi L.G., Chernyshev F.V., Golant V.E.* et al. // *ECA.* 29C. (34th EPS Conf. Proc., 2007). P. 1.146.
- [9] *Извозчиков А.Б., Петров М.П., Петров С.Я.* и др. // *ЖТФ.* 1992. Т. 62. С. 157–163.
- [10] *Lebedev S.V., Askinazi L.G., Barsukov A.G.* et al. // *Proc. 23rd IAEA FEC.* Daejeon, 2010.
http://www-naaweb.iaea.org/naweb/physics/FEC/FEC2010/papers/exc_p8-10.pdf
- [11] *Strachan J.D., Colestock P.L., Davis S.L.* et al. // *Nucl. Fusion.* 1981. V. 21. С. 65.