

04

## Оптимизация геометрии ввода нагревного нейтрального пучка в токамак „ТУМАН-ЗМ“

© М.И. Вильджюнас, В.А. Корнев, Л.Г. Аскинази,  
С.В. Лебедев, А.С. Тукачинский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
Лаборатория физики улучшенного удержания плазмы токамаков,  
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет  
E-mail: max@mail.ioffe.ru

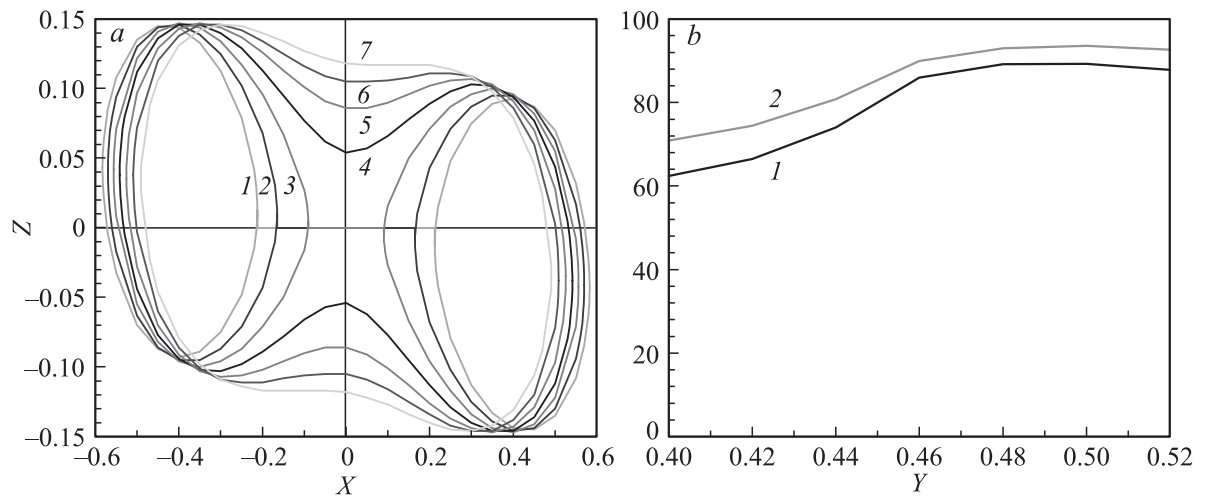
Поступило в Редакцию 6 июня 2013 г.

Рассматривается возможность достижения максимально возможного вклада энергии в плазму за счет изменения прицельного параметра пучка высокоэнергетичных нейтральных атомов и угла наклона линии инжекции к экваториальной плоскости при разных параметрах разряда. Рассматривается также влияние энергии частиц на их удержание. Показано, что частицы могут быть как пролетными, так и запертыми при изменении энергии, что связано с несохранением адиабатического инварианта  $W_{\perp}/B$ .

При инжекции нагревного нейтрального пучка в плазму токамака энергия частиц пучка должна быть достаточно большой, чтобы пучок имел возможность проникать в центральную область плазмы. При этом во многих случаях отношение ларморовского радиуса быстрых частиц к поперечным размерам плазмы и радиусу кривизны магнитного поля нельзя считать малой величиной, и траектории многих частиц пучка после ионизации значительно отклоняются от магнитных поверхностей, на которых произошла ионизация. Часть образовавшихся ионов почти сразу, за несколько циклотронных периодов, теряется на стенках камеры, еще часть пролетает камеру без ионизации. Вклад в нагрев плазмы вносят частицы, ионизовавшиеся в зонах, где они удерживаются достаточно долго, т.е. в зонах захвата. Во многом величина потерь и эффективность нагрева плазмы зависят от геометрических параметров системы ввода пучка.

Проведен модельный расчет эффективности захвата быстрых частиц пучка при инжекции в направлении тока по плазме, коинжекции, для условий токамака ТУМАН-3М. В расчете принималось:  $q(a) = 2.5-3.54$ ,  $B_T = 0.68$  Т,  $\langle n \rangle = (2-3) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , энергия пучка  $W = (15-20) \text{ кеВ}$ ,  $R = 0.53$  м,  $a = 0.22$  м, рабочий газ дейтерий. Для плотности  $n(r)$  и запаса устойчивости  $q(r)$  как функций малого радиуса  $r$  использовались аппроксимации  $n(r) \sim n(0)(1 - (r/a)^2)^{1.3}$  и  $q(r) \sim 0.9 + Ar^3$  ( $n(0)$  определяется из условия  $\langle n \rangle = N_{av}$ ,  $A$  — из условия  $q = q(a)$  при  $r = a$ ). Здесь  $q(a)$  — запас устойчивости на границе,  $\langle n \rangle$  — средняя по сечению плотность плазмы,  $N_{av}$  — заранее заданная средняя плотность плазмы,  $B_T$  — тороидальное магнитное поле,  $R$  и  $a$  — большой и малый радиусы разрядной камеры. Ширина нейтрального пучка считалась малой и не учитывалась, высота пучка составляла 0.19 м. В расчете учтено распределение интенсивности пучка по вертикальной координате  $Z$ . Прицельный параметр пучка  $Y_0$  отсчитывается от оси тора,  $X$  отсчитывается вдоль линии инжекции, при  $X = 0$  расстояние от линии инжекции до главной оси тора минимально и равно  $Y_0$ . Положение зон захвата рассчитывалось путем интегрирования уравнений движения ионов, как и в [1], что позволяет без дополнительных предположений следить за траекториями энергичных частиц при любой энергии частиц и геометрии полей.

На рис. 1, *a* показаны зоны захвата при значениях прицельного параметра пучка  $Y_0$  от 0.4 до 0.52 м. Для данных условий имеются либо две зоны захвата, разделенные промежутком, либо одна с сужением. Расположение промежутков между зонами или сужений зон определяется минимальным расстоянием от места ионизации до стенок камеры, это является следствием отклонения от магнитной поверхности при движении частиц после ионизации. Площадь зон увеличивается с увеличением прицельного параметра  $Y_0$  от 0.4 до  $\sim 0.48$  м, затем уменьшается. Эффективность захвата зависит как от площади зон, так и от скорости ионизации. В установке ТУМАН-3М основным механизмом ионизации быстрых частиц является перезарядка, т.е. скорость ионизации зависит практически только от плотности плазмы и от энергии частиц нейтрального пучка. На рис. 1, *b* для двух значений средней плотности плазмы ( $2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и  $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ) показано, как меняется число захватываемых в плазму частиц от  $Y_0$ . Оптимальное значение величины  $Y_0$  примерно 0.48–0.5 м, оно близко к величине большого радиуса установки  $R$ .



**Рис. 1.** *a* — положение зон захвата при значениях прицельного параметра  $Y_0$ : 1 — 0.4 м, 2 — 0.42, 3 — 0.44, 4 — 0.46, 5 — 0.48, 6 — 0.5, 7 — 0.52 м; *b* — зависимость числа захватываемых в плазму частиц от прицельного параметра  $Y_0$  для двух значений средней плотности плазмы: 1 —  $2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , 2 —  $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

Количество захватываемых в плазму частиц в процентах от числа инжектированных

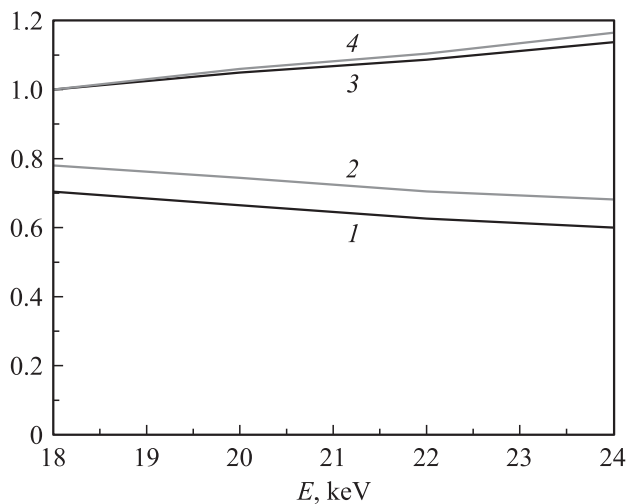
$\alpha$	$q = 3.54$		$q = 2.5$	
	Средняя концентрация $n, \text{m}^{-3}$			
	$2 \cdot 10^{19}$	$3 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^{19}$	$3 \cdot 10^{19}$
$-5^\circ$	58.6	64.31	71.59	76.82
$0^\circ$	66.48	74.41	74.43	81.55
$5^\circ$	67.22	76.01	76.21	83.77
$7.5^\circ$	64.36	73.11	74.14	81.98
$10^\circ$	59.54	67.78	70.49	78.28

Примечание.  $q$  — коэффициент запаса устойчивости на границе,  $\alpha$  — угол наклона линии инжекции к экваториальной плоскости в градусах.

Угол наклона линии инжекции к экваториальной плоскости также влияет на захват частиц. Для  $q(a) = 2.5$  и  $q(a) = 3.54$  и средней плотности плазмы  $2 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$  и  $3 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$  в таблице показано, как меняется процент захватываемых в плазму частиц от угла наклона. Число захваченных частиц увеличивается при увеличении тока по плазме, а также при значениях угла наклона линии инжекции, близких к углу наклона силовой линии в экваториальной плоскости при  $r = R - Y0$ . Изменение угла наклона линии инжекции в пределах  $\pm 5^\circ$  может привести к 10%-ному изменению числа захватываемых частиц.

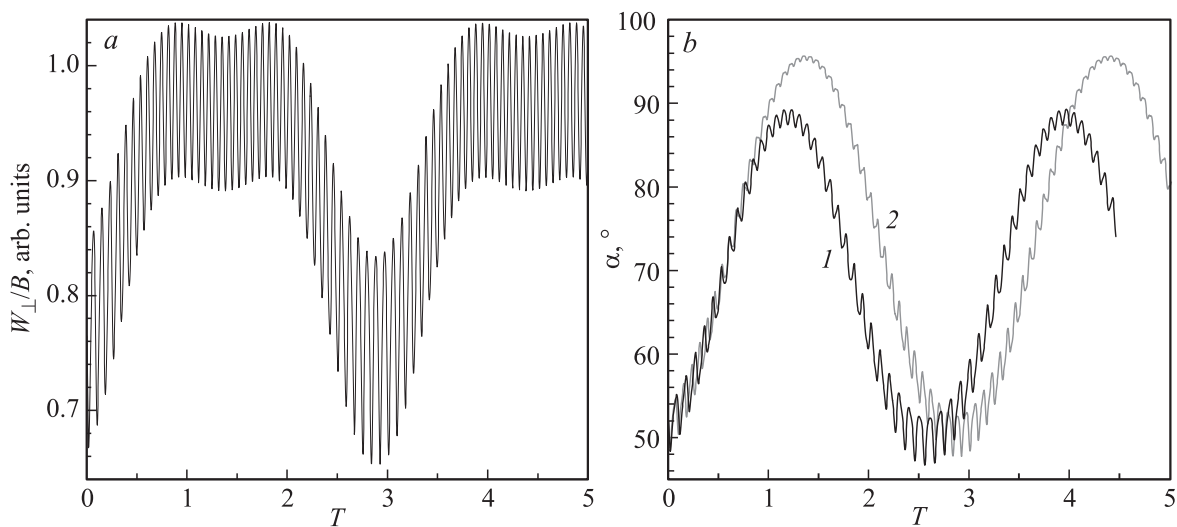
На рис. 2 показана зависимость числа захваченных частиц и поглощаемой в плазме мощности от энергии частиц пучка. Увеличение энергии пучка от 18 до 24 keV приводит к уменьшению количества захваченных частиц (кривая 1 для  $\langle n \rangle = 2 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$  и кривая 2 для  $\langle n \rangle = 3 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ ), так как уменьшается площадь зон захвата, но поглощаемая в плазме мощность при этом увеличивается (соответственно кривые 3 и 4).

Расчет показал также, что в токамаке ТУМАН-3М при коинжекции отношение  $W_{\perp}/B$  не является константой ( $W_{\perp}$  — поперечная энергия частицы). Оно является адиабатическим инвариантом, если ларморовский радиус быстрых ионов много меньше радиуса кривизны силовых линий магнитного поля. В токамаке значение  $W_{\perp}$  может меняться от 0 (для моментов движения вдоль силовой линии) до полной энергии (в вершинах банановых траекторий), а в типичных ситуациях в уста-



**Рис. 2.** Зависимость числа захваченных частиц (кривая 1 для  $\langle n \rangle = 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и кривая 2 для  $\langle n \rangle = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ) и поглощаемой в плазме мощности (кривые 3 и 4) от энергии частиц пучка. Число захваченных частиц (кривые 1, 2) нормировано на полный поток частиц из инжектора. На кривых 3, 4 мощность нормирована на значение мощности при  $W = 18 \text{ keV}$ .

новке ТУМАН-3М величина  $W_{\perp}/B$  на траекториях частиц изменяется приблизительно в 1.5 раза. На рис. 3, а приведена временная зависимость отношения  $W_{\perp}/B$  для частицы с энергией 15 keV, виден диапазон изменения величины. Несохранение адиабатического инварианта приводит к тому, что частицы, у которых в момент ионизации углы между вектором скорости и силовой линией одинаковы, могут в дальнейшем, в зависимости от их энергии, оказаться как пролетными, так и запертыми. На рис. 3, б приведены временные зависимости угла между вектором скорости иона и магнитным полем для энергий 20 и 15 keV. Для ионов с большей энергией (20 keV) максимальное значение угла не превышает  $90^{\circ}$  (кривая 1), они пролетные, а с меньшей (15 keV) — запертые (кривая 2), условия инжекции одинаковы. Следовательно, при торможении ионов без рассеяния (торможение на электронах) частицы могут переходить из пролетных в запертые, существенно изменяя траекторию движения. В приведенном случае частицы переходят из пролетных в



**Рис. 3.** *a* — зависимость отношения  $W_{\perp}/B$  для частицы с энергией 15 keV от времени. Время приведено в условных единицах. Время пролета частиц по большому обходу для частиц, летящих вдоль оси тора, равно 1. *b* — зависимости угла между вектором скорости иона и магнитным полем от времени для энергий 20 keV (1) и 15 keV (2).

запертые сразу при изменении энергии, т.е. при изменении ларморовского радиуса. Несохранение адиабатического инварианта в общем случае может приводить к диффузии направления вектора скорости ионов, что в свою очередь может привести к еще большему отклонению траектории от магнитной поверхности и к выходу частиц на стенки камеры. Согласно [2], если отношение характерного размера магнитной системы  $R$  к ларморовскому радиусу  $\rho_L$  больше 5–6, то магнитный момент является интегралом движения, а заметных потерь частиц не должно быть. В установке ТУМАН-3М это отношение в несколько раз больше, но эффекты, связанные с неадиабатичностью, существуют. Именно магнитный момент (величина  $W_{\perp}/B$ ) колеблется в больших пределах, и энергия частицы влияет на характер траектории (пролетная или запертая). В работе [3] в экспериментах с пробочной ловушкой было найдено, что существует пороговое значение  $R/\rho_L \sim 20-25$ , что примерно соответствует условиям токамака ТУМАН-3М. При значениях  $R/\rho_L$ , меньших, чем пороговое, наблюдается экспоненциальное падение времени жизни частиц, величина  $R/\rho_L$  входит в показатель экспоненты. В [4] расчет показал, что в режиме контринжекции — инжекции в направлении, противоположном направлению тока по плазме, наблюдаются проявления неадиабатичности, но о заметных эффектах при коинжекции не сообщается. В работе [5] отмечалось, что измеренное время жизни быстрых ионов, регистрируемых по нейтронному излучению, на 15% меньше, чем следует из расчета, проведенного в предположении кулоновского торможения. Там же констатировалось наличие дополнительного канала потерь энергичных ионов, ответственного за снижение времени их удержания. Отмеченная неидеальность удерживающих свойств магнитного поля токамака может быть одной из возможных причин наблюдавшегося уменьшения времени удержания быстрых ионов, аналогично тому, как гофрировка магнитного поля приводит к дополнительным потерям [6]. Проведенное в данной работе рассмотрение указывает на то, что диффузионные потери энергичных частиц ( $\alpha$ -частиц, частиц нагревного пучка) возможны и в тороидально-симметричных магнитных полях, в частности параметры токамака ТУМАН-3М находятся вблизи от пороговых значений по параметру  $R/\rho_L$ . Такой механизм потерь, очевидно, будет ярче выражен в компактных системах (малый радиус кривизны силовых линий) с относительно малым магнитным полем при большой энергии ионов (большая величина ларморовского радиуса), поскольку потери чувстви-

тельны к величине параметра  $R/\rho_L$ . Примером являются сферические токамаки — тороидальные установки с малым аспектным отношением. Они рассматриваются как возможные компоненты в проектах коммерческих электростанций и источников нейтронов [7]. Более детальное изучение этого канала потерь позволит оценить, насколько существенно его влияние в установках с малым аспектным отношением.

В работе представлены численные расчеты, показывающие, что оптимально подобранный прецельный параметр и угол наклона линии инжекции позволяют достичь максимального вклада мощности нейтрального пучка в токамак ТУМАН-3. Показано также, что в исследованных условиях наблюдается несохранение отношения  $W_{\perp}/B$ , оно не является адиабатическим инвариантом. Этот эффект может приводить к повышенным потерям частиц большой энергии в компактных системах с относительно малым магнитным полем. Показано, что частицы могут быть как пролетными, так и запертыми при изменении энергии.

Работа проводилась 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] Чернышев Ф.В., Афанасьев В.И., Гусев В.К. и др. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 7. С. 595–615.
- [2] Рютов Д.Д. // УФН. 1988. Т. 154. № 4. Р. 565–614.
- [3] Dubinina A.N., Krasitskaja L.S., Yudin Yu.N. // Plasma Phys. 1969. V. 11. N 7. P. 551–564.
- [4] Akers R.J., Appel L.C., Carolan P.G. et al. // Nucl. Fusion. 2002. V. 42. P. 122–135.
- [5] Корнев В.А., Аскинази Л.Г., Вильджюнас М.И., Жубр Н.А., Крикунов С.В., Лебедев С.В., Разуменко Д.В., Рождественский В.В., Тукачинский А.С. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 6. С. 41–49.
- [6] Fasoli A., Gormenzano C., Berk H.L. et al. // Nucl. Fusion. V. 47. P. S264–S284.
- [7] Menard J.E., Bromberg L., Brown T. et al. // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 103 014.