

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 533.9.08, 621.039.66

МЕТОД РАСЧЕТА ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДИАГНОСТИКИ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ТОКАМАКА Т-15МД

© 2025 г. Я. М. Аммосов^{a, *}, О. Д. Крохалев^{a, b},
Л. Г. Елисеев^a, Г. А. Саранча^{a, b}, А. В. Мельников^{a, b, c}

^aНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

^bМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Московская обл., 141701 Россия

^cНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

*E-mail: ammosov.iur@phystech.edu

Поступила в редакцию 07.05.2024 г.

После доработки 04.06.2024 г.

Принята к публикации 05.07.2024 г.

Зондирование плазмы пучком тяжелых ионов (ЗПТИ) — уникальная диагностика, позволяющая независимо и одновременно измерять электрический потенциал плазмы ϕ , его колебания $\dot{\phi}$, а также колебания электронной плотности $\tilde{n}_e$ и полоидального магнитного поля $\tilde{B}_{pol}$ в горячей области плазмы. В работе приводится метод расчета пространственного разрешения проектируемой диагностики ЗПТИ для токамака Т-15МД. Исследована зависимость размера области измерения от ширины входных щелей в энергетический анализатор.

Ключевые слова: диагностика высокотемпературной плазмы, зондирование плазмы пучком тяжелых ионов, пространственное разрешение диагностики, токамак Т-15МД

DOI: 10.56304/S2079562924060034

ВВЕДЕНИЕ

Зондирование плазмы пучком тяжелых ионов (ЗПТИ) — уникальная диагностика, позволяющая проводить комплексные исследования плазменной турбулентности и электрических полей в плазме [1, 2]. Современные версии ЗПТИ позволяют независимо и одновременно измерять электрический потенциал плазмы ϕ , его колебания $\dot{\phi}$, а также колебания электронной плотности $\tilde{n}_e$ и полоидального магнитного поля $\tilde{B}_{pol}$ в горячей области плазмы [3]. Совместное исследование этого набора параметров позволяет исследовать механизмы плазменной турбулентности, которые влияют на профильные эффекты, жесткость и самосогласованность профилей давления, L–H переходы и т.д. [4]. Турбулентные механизмы, лежащие в основе аномального переноса энергии и частиц, являются одной из наиболее актуальных проблем физики тороидальной плазмы и УТС [5, 6].

С помощью диагностики ЗПТИ на токамаке Т-10 [7] проводились исследования геодезической акустической [8–11] и квазикогерентной [11, 12] мод плазменных колебаний. На стеллараторах CHS и TJ-II, используя двойную диагно-

стику ЗПТИ, были исследованы зональные сечения, проявляющиеся в виде дальних корреляций, наблюдаемых на колебаниях электрического потенциала [13, 14], а также дальние корреляции для альфвеновских собственных мод [15, 16]. На Т-10 и TJ-II были проведены измерения двумерного распределения электрического потенциала плазмы по вертикальному сечению шнура [14, 17–19].

Для токамака Т-15МД ($R = 1.48$ м, $a = 0.67$ м, $A = 2.2$, $B_{tor} \leq 2$ Тл, $I_{pl} \leq 2$ МА), работающего в НИЦ “Курчатовский институт”, проектируется двойная многоканальная диагностика зондирования пучком тяжелых ионов (ЗПТИ) [20, 21].

Принцип работы диагностики ЗПТИ заключается в следующем (рис. 1). В плазму инжектируется пучок ионов Pi^+ высокой энергии, которые, сталкиваясь с частицами плазмы, вторично ионизуются в каждой точке первичной траектории (синяя линия) и образуют веер вторично-ионизованных ионов (красные линии). Часть этого веера (толстая красная линия) попадает во вторичный ионопровод, а затем проходит через входные щели энергетического анализатора и попадает в детектор. Электрический потенциал плазмы ϕ определя-

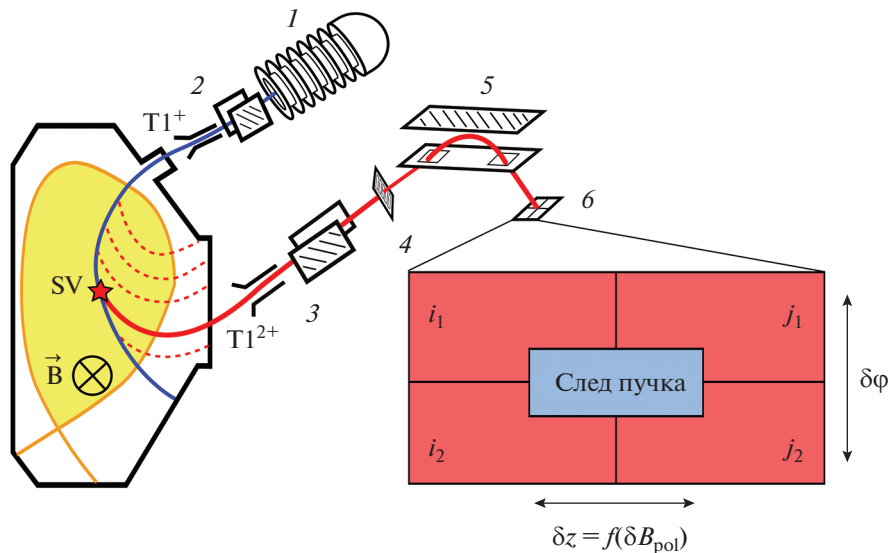


Рис. 1. Принципиальная схема диагностики ЗПТИ: 1 — инжектор ионов Tl^+ ; 2, 3 — отклоняющие пластины; 4 — входные щели энергетического анализатора; 5 — энергетический анализатор; 6 — детектор; SV (Sample Volume) — область измерения; синяя линия — первичная траектория, красные линии — траектории ионов Tl^{2+} . $B_{\text{тор}}$ — торoidalное магнитное поле; i_1, i_2, j_1, j_2 — токи на пластинах детектора.

ется по разности начальной и конечной энергий зондирующего пучка. По колебаниям вертикального отклонения следа пучка на детекторе определяются колебания электрического потенциала плазмы ϕ , по колебаниям тока пучка — относительные колебания электронной плотности $\tilde{n}_e$, а по горизонтальному отклонению можно определить колебания торoidalного магнитного поля $\tilde{B}_{\text{pol}}$.

Положение области измерения в плазме задается энергией зондирующего пучка E_{beam} , и углом влета пучка в плазму, который зависит от напряжения на отклоняющих пластинах $U_{\alpha 2}$ первичного ионопровода. Варьируя эти два параметра, можно получить детекторную сетку — область измерений диагностики ЗПТИ.

Область вторичной ионизации пучка в плазме, из которой вторичная траектория попадает в детектор, является локальной областью измерения параметров плазмы. Ее положение определяется в результате численного решения уравнения движения первичных и вторичных ионов в магнитном поле установки и электрических полях ионопроводов методом Рунге-Кутты 4-го порядка [22].

Для определения пространственного разрешения ЗПТИ необходимо проводить детальные расчеты траекторий с учетом реальной конфигурации трехмерного магнитного поля и элементов конструкции установки и ионопроводов. Разработке методов решения этой задачи и посвящена данная работа.

РАСЧЕТ ТРАЕКТОРИЙ В ПРИБЛИЖЕНИИ БЕСКОНЕЧНО ТОНКОГО ПУЧКА ИОНОВ

На рис. 2 схематично представлена траектория первичного пучка и веер вторичных ионов, ионизованных в плазме. Часть веера достигает энергетического анализатора и попадает в его входные щели. Рассмотрим бесконечно тонкую траекторию первичного пучка ионов, а веер вторичных ионов — как набор бесконечно тонких траекторий. В таком приближении числовой характеристикой размера области измерения является длина отрезка первичной траектории λ , из которого вторичные траектории попали в щель анализатора. Она зависит от ширины входной щели энергетического анализатора w .

Расширение w приводит к увеличению длины λ , следовательно, к увеличению сигнала ионного тока на детекторе, однако, пространственное разрешение диагностики при этом ухудшается. В реальном эксперименте происходит подбор оптимальной величины параметра λ . На текущей стадии проектирования диагностики производится расчет областей измерения для различных значений ширины входной щели энергетического анализатора.

Путем варьирования начальной энергии пучка ионов в пределах от 220 до 500 кэВ, и угла влета пучка ионов в плазму, была построена детекторная сетка для ЗПТИ — совокупность областей измерения (рис. 3). для магнитного поля на оси $B_{\text{тор}} = 1.5$ Тл и тока плазмы $I_{\text{pl}} = 1.5$ МА. Каждая точка детекторной сетки задается фиксированной начальной энергией и углом влета пучка в

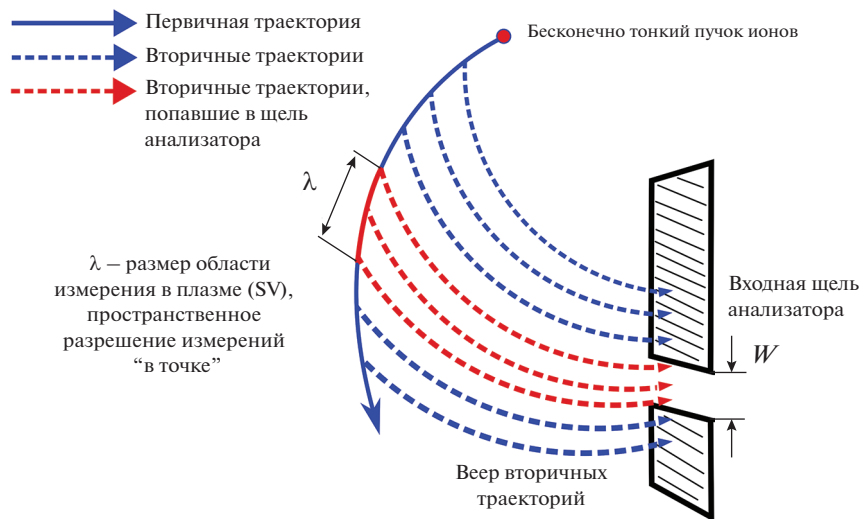


Рис. 2. Схема попадания ионов во входную щель энергетического анализатора в приближении бесконечно тонкого пучка ионов. Область измерения является отрезком длины λ на первичной траектории ионов.

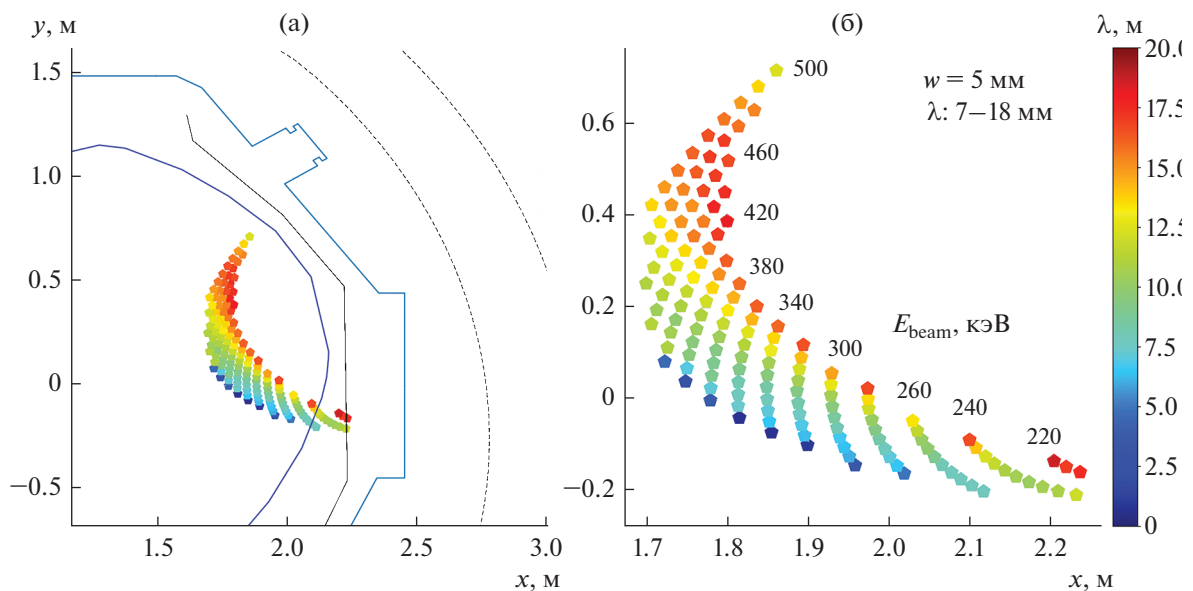


Рис. 3. Детекторная сетка в вертикальном сечении Т-15МД (а); карта размеров областей измерений энергетического анализатора (б). Параметры расчета: $B_{\text{тор}} = 1.5$ Тл, $I_{\text{пл}} = 1.5$ МА, $E_{\text{beam}} = 220\text{--}500$ кэВ, $U_{\alpha 2} = -(20\text{--}5)$ кВ, $w = 5$ мм.

плазму (напряжением на отклоняющих пластинах $U_{\alpha 2}$ первичного ионопровода). Рисунок 3а показывает положение детекторной сетки в вертикальном сечении токамака Т-15МД. На рис. 3б детекторная сетка в укрупненном масштабе. Цветом указан размер областей измерения λ (от 7 до 18 мм) для ширины входных щелей анализатора $w = 5$ мм.

Расчет показал, что размеры областей измерения непостоянны по вертикальному сечению плазмы. Для ширины щели $w = 3.5$ мм диапазон λ снижается до 5–12 мм, а для $w = 2$ мм он снижает-

ся вплоть до 3–7 мм (рис. 4). Таким образом, расчет показал количественную связь между шириной входной щели энергетического анализатора w и пространственным разрешением диагностики λ .

ПРИБЛИЖЕНИЕ ПУЧКА ИОНОВ КОНЕЧНОГО ДИАМЕТРА

Представим пучок ионов конечного диаметра в виде набора бесконечно тонких траекторий (рис. 5), равномерно расположенных на поверхности цилиндра диаметром d .

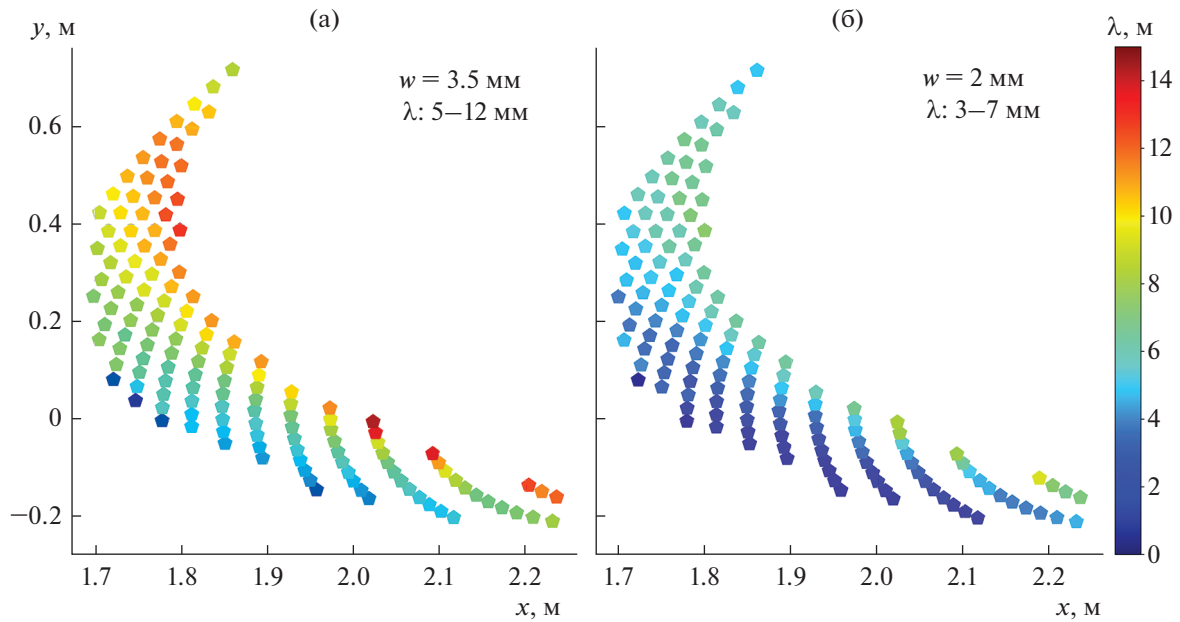


Рис. 4. Расчетная карта областей измерения для ЗПТИ Т-15МД. Ширина входной щели энергетического анализатора: (а) $w = 3.5$ мм; (б) $w = 2$ мм. Параметры расчета: $B_{\text{tor}} = 1.5$ Тл, $I_{\text{pl}} = 1.5$ МА, $E_{\text{beam}} = 220\text{--}500$ кэВ, $U_{\alpha 2} = -(20\text{--}5)$ кВ.

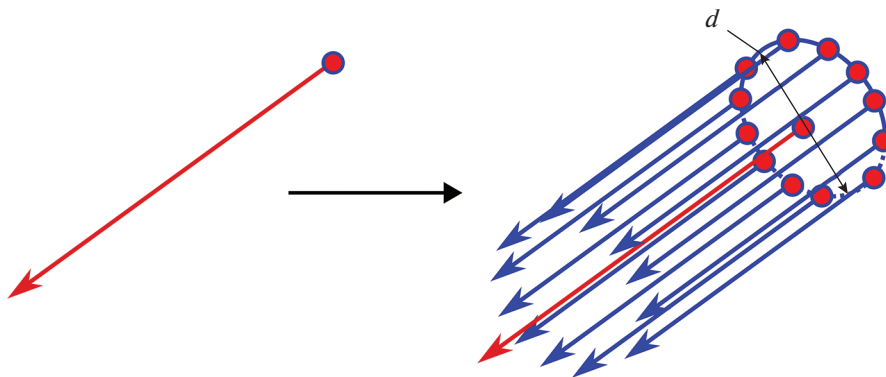


Рис. 5. Представление пучка ионов конечного диаметра как набора бесконечно тонких пучков.

Для первичного пучка конечного диаметра область измерения представляет собой не отрезок, а объемную фигуру цилиндрической формы (рис. 6). Во всех точках этой области рождаются вторичные траектории, которые попадают в щель анализатора.

Рассмотрим “толстый” пучок как конечный набор бесконечно тонких пучков, для каждого из которых рассчитываем λ — размер области измерения. По множеству отрезков построим выпуклую оболочку (рис. 7), которая формирует область измерения объемом V . В качестве ее линейной характеристики будем использовать кубический корень из объема области измерения $\sqrt[3]{V}$.

Рассмотрим пример применения метода расчета пучка ионов конечного диаметра. Пусть заданы стартовая позиция пучка, его диаметр $d = 1$ см,

начальная энергия $E_{\text{beam}} = 220$ кэВ и угол влета пучка в плазму, магнитное поле на оси $B_{\text{tor}} = 1$ Тл и ток плазмы $I_{\text{pl}} = 1$ МА (рис. 8а). Результат расчета траектории пучка до входных щелей энергетического анализатора и области измерения показан на рис. 8б.

Детали расчета измеряемого объема SV приведены на рис. 9. Имея набор тонких пучков и отрезков длиной λ на каждом из них, построим выпуклую оболочку на данном множестве используя стандартный алгоритм Quickhull [23]. Таким образом получим расчетную область измерения.

Итак, метод определения пространственного разрешения эксперимента состоит из следующих этапов:

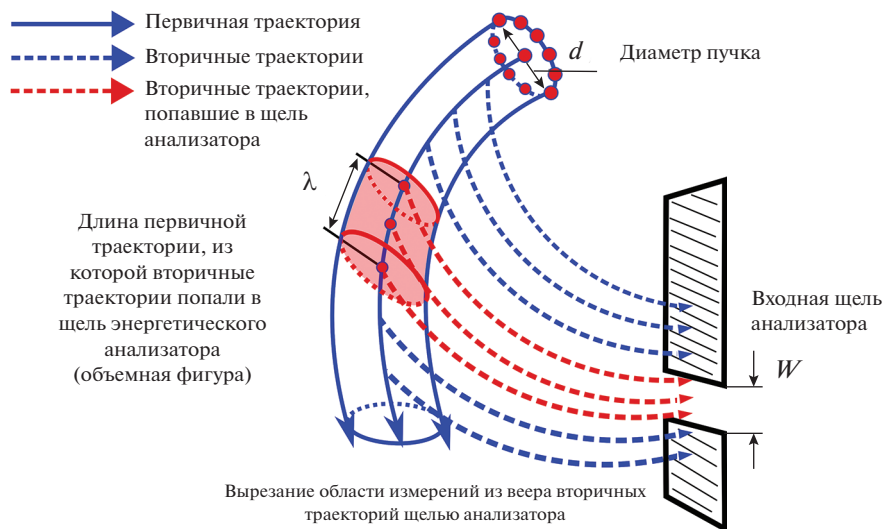


Рис. 6. Схема попадания ионов во входную щель энергетического анализатора в приближении пучка ионов конечного диаметра d : область измерения является объемной фигурой на первичной траектории ионов.

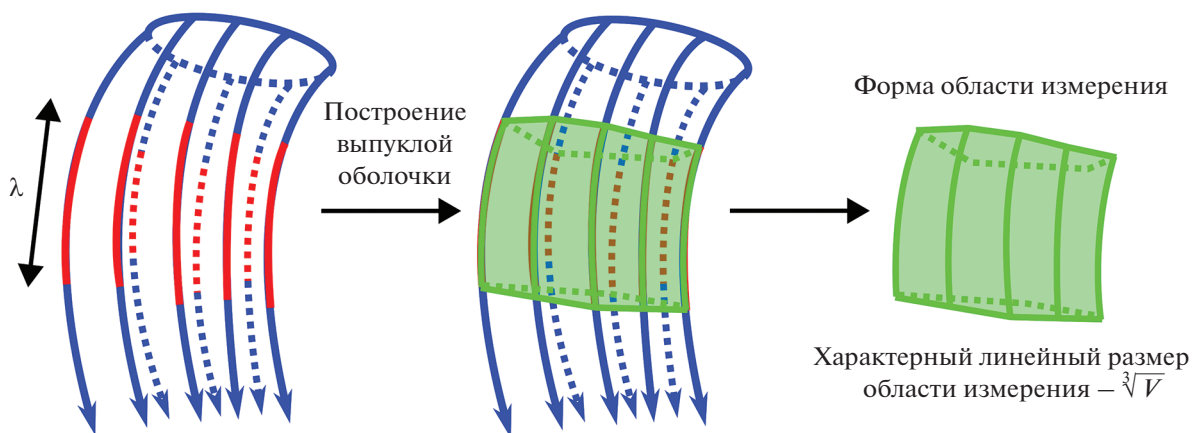


Рис. 7. Схема определения формы области измерения при использовании приближения пучка ионов конечного диаметра d .

- задание зондирующего пучка ионов конечного диаметра, в виде набора тонких пучков;
- проведение траекторий тонких пучков с учетом геометрии установки;
- вычисление участка первичной траектории, с которого ионы попадут в анализатор, для каждого из тонких пучков;
- построение выпуклой оболочки на множестве точек вторичной ионизации (точек измерения) и определение ее характерного размера - пространственного разрешения.

Предложенный метод определения пространственного разрешения измерений может быть применен для проектируемой диагностики ЗПТИ на

любом токамаке, например, на токамаке Глобус-М2 [24].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод определения пространственного разрешения диагностики ЗПТИ для токамака Т-15МД и программный модуль для его реализации.

Для параметров разряда $B_{\text{тор}} = 1.5$ Тл, $I_{\text{pl}} = 1.5$ МА рассчитано пространственное разрешение эксперимента (размеры областей измерения λ) в приближении тонкого пучка ионов для реалистичных значений ширины входной щели анализатора w :

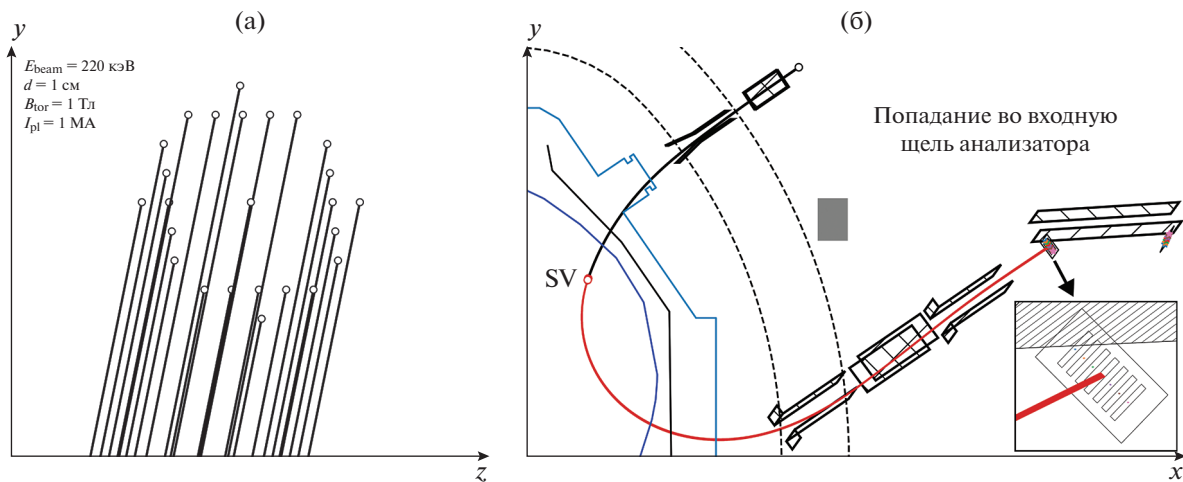


Рис. 8. Пример расчета траектории пучка ионов конечного диаметра: (а) стартовая позиция пучка ионов как совокупности бесконечно тонких пучков; (б) проведение пучка ионов до цели — центральной входной щели многощелевого энергетического анализатора.

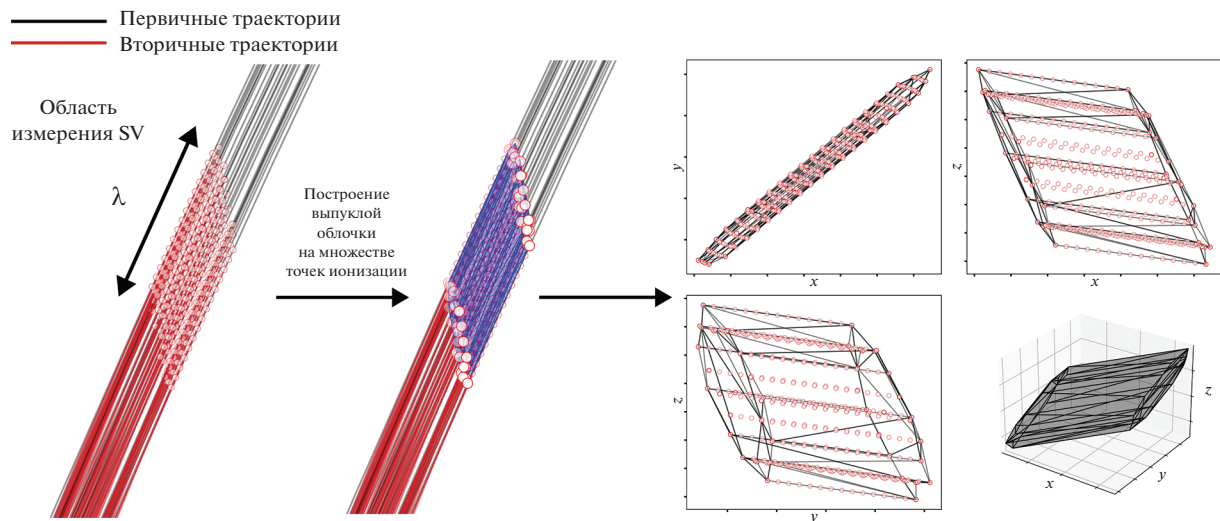


Рис. 9. Пример расчета пучка ионов конечного диаметра. Расчет формы области измерения путем построения выпуклой оболочки на множестве отрезков λ .

- $w = 0.5$ см; $\lambda = 0.7\text{--}1.8$ см; $\Delta\rho = \lambda/a = 0.010\text{--}0.027$;
- $w = 0.35$ см; $\lambda = 0.5\text{--}1.2$ см; $\Delta\rho = \lambda/a = 0.007\text{--}0.031$;
- $w = 0.2$ см; $\lambda = 0.3\text{--}0.7$ см; $\Delta\rho = \lambda/a = 0.004\text{--}0.010$;

В результате расчета установлено, что пространственное разрешение эксперимента непостоянно по детекторной сетке: ближе к экваториальной плоскости плазменного шнура λ уменьшается.

Проведены расчеты пространственного разрешения эксперимента для пучка ионов конечного диаметра $d = 1$ см, $B_{\text{tot}} = 1.5$ Тл, $I_{\text{pl}} = 1.5$ МА. Сред-

нее значение размера областей измерения составило $\lambda \sim 0.7$ см.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”. Работа Я.М. Аммосова, О.Д. Крохалева и Г.А. Саранчи поддержана Российским научным фондом, грант № 23-72-00042.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Melnikov A.V.* Electric Potential in Toroidal Plasmas. 2019. Cham: Springer Int. Publ.

2. *Donné A.J.H. et al.* // Czech. J. Phys. 2002. V. 52 (10). P. 1077–1096.
<https://doi.org/10.1023/A:1021024005348>
3. *Melnikov A.V. et al.* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57 (7). P. 072004.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa5382>
4. *Razumova K.A., Andreev V.F., Eliseev L.G. et al.* // Nucl. Fusion. 2011. V. 51 (8). P. 083024.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/8/083024>
5. *Conway G.D.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50 (12). P. 124026.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/50/12/124026>
6. *Melnikov A.V.* // Nature Phys. 2016. V. 12. P. 386–390.
<https://doi.org/10.1038/nphys3759>
7. *Melnikov A.V. et al.* // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146A. P. 850–853.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.01.096>
8. *Melnikov A.V. et al.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48 (4). P. S87–S110.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/48/4/S07>
9. *Melnikov A.V. et al.* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57 (11). P. 115001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa796c>
10. *Vershkov V.A. et al.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59 (6). P. 066021.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab15b1>
11. Аммосов Я.М., Хабанов Ф.О., Драбинский М.А., Мельников А.В., Елисеев Л.Г., Харчев Н.К., Лысенко С.Е. // Ядерная физика и инжиниринг. 2023. Т. 14 (3). С. 278–283. [*Ammosov Y.M., Khabanov P.O., Drabinskiy M.A., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Kharchev N.K., Lysenko S.E.* // Phys. At. Nucl. 2022. V. 85 (12). P. 2071–2075. <https://doi.org/10.1134/s1063778822100040>].
<https://doi.org/10.56304/S2079562922050049>
12. *Drabinskiy M.A., Eliseev L.G., Khabanov P.O., Melnikov A.V., Kharchev N.K., Sergeev N.S., Grashin S.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1383 (1). P. 012004.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1383/1/012004>
13. *Fujisawa A. et al.* // Nucl. Fusion. 2007. V. 47 (10). P. S718–S726.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/10/S19>
14. *Sarancha G.A., Eliseev L.G., Khabanov P.O., Kharchev N.K., Melnikov A.V.* // JETP Lett. 2022. V. 116 (2). P. 98–104.
<https://doi.org/10.1134/S0021364022601178>
15. *Melnikov A.V. et al.* // Nucl. Fusion. 2016. V. 56 (11). P. 112019.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/56/11/112019>
16. *Cappa Á. et al.* // Nucl. Fusion. 2021. V. 61 (6). P. 066019.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/abf74b>
17. *Melnikov A. V. et al.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64 (5). P. 054009.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac5b4c>
18. Аммосов Я.М., Хабанов Ф.О., Драбинский М.А., Мельников А.В., Елисеев Л.Г., Харчев Н.К., Лысенко С.Е., Цыркунова Е.А. // Ядерная физика и инжиниринг. 2024. Т. 15 (1). С. 80–89. [*Ammosov Y.M., Khabanov F.O., Drabinskiy M.A., Melnikov A. V., Eliseev L.G., Kharchev N.K., Lysenko S.E., Tsyvkuнова E.A.* // Phys. At. Nucl. 2023. V. 86 (9). P. 2115–2123. <https://doi.org/10.1134/S106377882309003X>].
<https://doi.org/10.56304/S2079562923010037>
19. *Ammosov Y.M., Khabanov F.O., Drabinskiy M.A., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Kharchev N.K., Lysenko S.E.* // Plasma Phys. Reports. 2023. V. 49. (10). P. 1145–1150.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X23601050>
20. *Melnikov A.V. et al.* // Fusion Eng. Des. 2015. V. 96–97. P. 306–310.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.06.080>
21. *Drabinskiy M.A., Melnikov A.V., Khabanov P.O., Eliseev L.G., Kharchev N.K., Ilin A.M., Sarancha G.A., Vadimov N.A.* // J. Instrum. 2019. V. 14 (11). P. C11027–C11027.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/11/C11027>
22. *Ilin A.M., Khabanov P.O., Melnikov A. V.* // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1383 (1). P. 012006.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1383/1/012006>
23. *Barber C.B., Dobkin D.P., Huhdanpaa H.* // ACM Trans. Math. Softw. 1996. V. 22 (4). P. 469–483.
<https://doi.org/10.1145/235815.235821>
24. Хабанов П.О., Мельников А.В., Минаев В.Б., Комаров А.Д. // Вопр. атомн. науки техн. Сер.: Физика плазмы. 2020. Т. 130 (6). С. 195–199 [*Khabanov P.O., Melnikov A.V., Minaev V.B., Komarov A.D.* // Probl. At. Sci. Technol. Ser.: Plasma Phys. 2020. V. 130 (6). P. 195–199].
<https://doi.org/10.46813/2020-130-195>

Method for the Calculation of the Spatial Resolution of the Heavy Ion Beam Probe for the T-15MD Tokamak

Ya. M. Ammosov^{1, 2, *}, O. D. Krokhalev^{1, 2}, L. G. Eliseev¹, G. A. Sarancha^{1, 2}, and A. V. Melnikov^{1, 2, 3}

¹ National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

² Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudnyi, Moscow oblast, 141701 Russia

³ National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: ammosov.ium@phystech.edu

Received May 7, 2024; revised June 4, 2024; accepted July 5, 2024

Abstract—Heavy ion beam probe is a unique diagnostic technique that allows the independent and simultaneous measurement of the plasma electric potential ϕ , its fluctuations $\tilde{\phi}$, as well as fluctuations of the electron density $\tilde{n}_e$ and the poloidal magnetic field $\tilde{B}_{\text{pol}}$, in the hot plasma region. A method for the calculation

of the spatial resolution of the heavy ion beam probe diagnostic for the T-15MD tokamak has been presented. The dependence of the size of the measurement region on the width of the input slits in the energy analyzer has been studied.

Keywords: high-temperature plasma diagnostics, heavy ion beam probe, spatial resolution of diagnostics, T-15MD tokamak