

04.2

## Расчет нейтронного выхода токамака Глобус-М2 с учетом анизотропии по скоростям функции распределения ионов при нейтральной инжекции атомов высокой энергии

© О.М. Скрекель, Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, Е.О. Киселев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: fosa97@gmail.com

Поступило в Редакцию 17 сентября 2020 г.

В окончательной редакции 8 ноября 2020 г.

Принято к публикации 8 ноября 2020 г.

Рассматриваются два алгоритма расчета нейтронного выхода токамака Глобус-М2 для случая анизотропных по скоростям функций распределения ионов. Такие расчеты необходимы для оценки потока нейтронов, рожденных в результате взаимодействия между быстрыми частицами (дейтронами), возникающими при инжекции пучка атомов высокой энергии. Первый алгоритм представляет собой вычисление шестимерного интеграла в пространстве скоростей, а второй использует разложение функции распределения ионов по полиномам Лежандра, что позволяет уменьшить размерность интегрирования. Проводится сравнение результатов, полученных при помощи описанных алгоритмов, и обсуждаются достоинства и недостатки каждого из них.

**Ключевые слова:** нейтронный выход, сферический токамак, Глобус-М2.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.04.50640.18548

Компактные сферические токамаки могут быть использованы в качестве драйвера в гибридных схемах, где термоядерный источник нейтронов (ТИН) окружен зоной делящегося материала. Такие гибридные реакторы помогут решить проблему „замыкания ядерного топливного цикла“, поскольку будут не только вырабатывать энергию, но и позволят нарабатывать новое и перерабатывать отработанное ядерное топливо. Кроме того, создание компактных ТИН ускорит развитие классических термоядерных реакторов, так как даст возможность проводить исследования материалов при значительных потоках термоядерных нейтронов. Цель настоящей работы — рассмотрение двух алгоритмов расчета функции источника нейтронов, рожденных в результате взаимодействия высокоэнергетических ионов друг с другом, а также сравнение работы этих алгоритмов при характерных условиях эксперимента на токамаке Глобус-М2.

В 2018 г. была проведена реконструкция компактного сферического токамака Глобус-М [1–3], включающая в себя модернизацию электромагнитной системы: во время первой экспериментальной кампании в 2019 г. тороидальное магнитное поле было увеличено с 0.5 до 0.8 Т, а ток плазмы — с 250 до 400 кА [4]. Это позволило существенно повысить параметры плазмы и приблизить их к планируемым в будущих ТИН. Основной вклад в нейтронный выход на токамаках Глобус-М/М2 приходится на взаимодействие быстрых частиц, возникающих при инжекции пучка атомов высокой энергии, и ионов основной плазмы. Вследствие увеличения тороидального магнитного поля и тока плазмы улучшилось удержание высокоэнергетических ионов, что привело к росту полного нейтронного потока [4].

При этом также существенно возросла доля нейтронов, рожденных в результате взаимодействия быстрых частиц друг с другом. В связи с этим данное взаимодействие необходимо учитывать при сравнении рассчитываемого нейтронного выхода с экспериментальным.

Распределение ионов плазмы может быть представлено в виде суммы двух составляющих.

1. Максвелловское распределение ионов основной плазмы, которое восстанавливается на основе измерений ионной температуры, выполненных с помощью анализатора атомов перезарядки или активной спектроскопической диагностики [5], пространственного распределения концентрации электронов, измеренного при помощи диагностики томсоновского рассеяния [6], данных диагностики эффективного заряда [7].

2. Анизотропное по скоростям распределение быстрых ионов, которое не описывается аналитически. Для его расчета на токамаке Глобус-М2 используются коды [8–10], указанные в таблице.

Скорость реакции ядерного синтеза при взаимодействии частиц двух сортов определяется формулой

$$Y = \frac{n_a n_b}{1 + \delta_{ab}} R_{ab}, \quad (1)$$

$$R_{ab} = \int \sigma_f(v) v f_a(\mathbf{v}_a) f_b(\mathbf{v}_b) d\mathbf{v}_a d\mathbf{v}_b, \quad (2)$$

где  $R_{ab}$  — удельная скорость реакции,  $n_a, n_b$  — плотности топливных ядер,  $v = |\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b|$  — модуль относительной скорости частиц,  $f_a(\mathbf{v}_a), f_b(\mathbf{v}_b)$  — функции распределения ионов, нормированные на единицу,  $\sigma_f(v)$  — сечение реакции синтеза. Дельта-символ Кронекера  $\delta_{ab}$  обеспечивает деление на 2 при взаимодействии ядер одного сорта.

Используемые на токамаке Глобус-М2 коды для расчета анизотропной по скоростям функции распределения быстрых частиц, возникающих при инъекции пучка атомов высокой энергии

Код	Рассчитываемые функции распределения**
NUBEAM [8]	$f(r, z, E, \vartheta), f(\rho_{tor}, \varphi, E, \vartheta)$
ASCOT [9]	$f(r, z, E, \vartheta), f(\rho_{pol}, \varphi, E, \vartheta), f(r, z, v_r, v_\theta, v_z), f(\rho_{pol}, v_r, v_z, v_\theta)$
3D tracking + Boltzmann* [10]	$f(\rho_{pol}, E, \vartheta)$

\* 3D tracking + Boltzmann — трехмерный алгоритм, вычисляющий траектории частиц, объединенный с решением уравнения Больцмана для описания их замедления.

\*\*  $r$  — координата частицы в плазме по большому радиусу токамака,  $z$  — координата частицы в плазме по высоте от экваториальной плоскости токамака,  $E$  — энергия частиц,  $\vartheta$  — питч-угол (угол между вектором магнитного поля и вектором скорости частицы),  $\varphi$  — полоидальный угол,  $\theta$  — тороидальный угол,  $v_r, v_z, v_\theta$  — векторы скорости частиц,  $\rho_{tor} = \sqrt{(\Phi - \Phi_0)/(\Phi_{bry} - \Phi_0)}$  и  $\rho_{pol} = \sqrt{(\Psi - \Psi_0)/(\Psi_{bry} - \Psi_0)}$  — относительные магнитные координаты, где  $\Phi$  — тороидальный магнитный поток,  $\Phi_0$  — тороидальный магнитный поток на магнитной оси,  $\Phi_{bry}$  — тороидальный магнитный поток на границе плазмы,  $\Psi$  — полоидальный магнитный поток,  $\Psi_0$  — полоидальный магнитный поток на магнитной оси,  $\Psi_{bry}$  — полоидальный магнитный поток на границе плазмы.

Рассмотрим два алгоритма для расчета функции источника нейтронов, возникающих при взаимодействии между быстрыми частицами, с учетом анизотропии их функций распределения по скоростям. Первый алгоритм заключается в непосредственном интегрировании выражения (2). Если функция распределения зависит от модуля скорости и питч-угла (как, например, в случае кода NUBEAM [8] или трехмерного алгоритма, вычисляющего траектории частиц, объединенного с решением уравнения Больцмана для описания их замедления [10]), то она должна быть преобразована к трехмерному распределению по скорости. При данном преобразовании предполагается равномерное распределение вектора скорости частицы вокруг линии магнитного поля при заданном значении питч-угла. Достоинством данного метода расчета является его гибкость: возможность работать с функциями распределения любого вида и данными с высоким уровнем статистических шумов, недостатком — значительное время работы, поскольку для каждой точки сетки вычисляется интеграл в шести-мерном пространстве.

Второй алгоритм заключается в преобразовании формулы (2) для удельной скорости реакции к следующему виду [11]:

$$R_{12} = 8\pi^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \int_0^{\infty} v_1 a_n(v_1) dv_1 \int_0^{\infty} v_2 b_n(v_2) dv_2 \times \int_{|v_1-v_2|}^{v_1+v_2} \sigma_f(v) v^2 P_n\left(\frac{v_1^2 + v_2^2 - v^2}{2v_1 v_2}\right) dv. \quad (3)$$

В выражении (3) используется разложение функций распределения по полиномам Лежандра

$$f_1(v_1, \cos \vartheta_1) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m(v_1) P_m(\cos \vartheta_1),$$

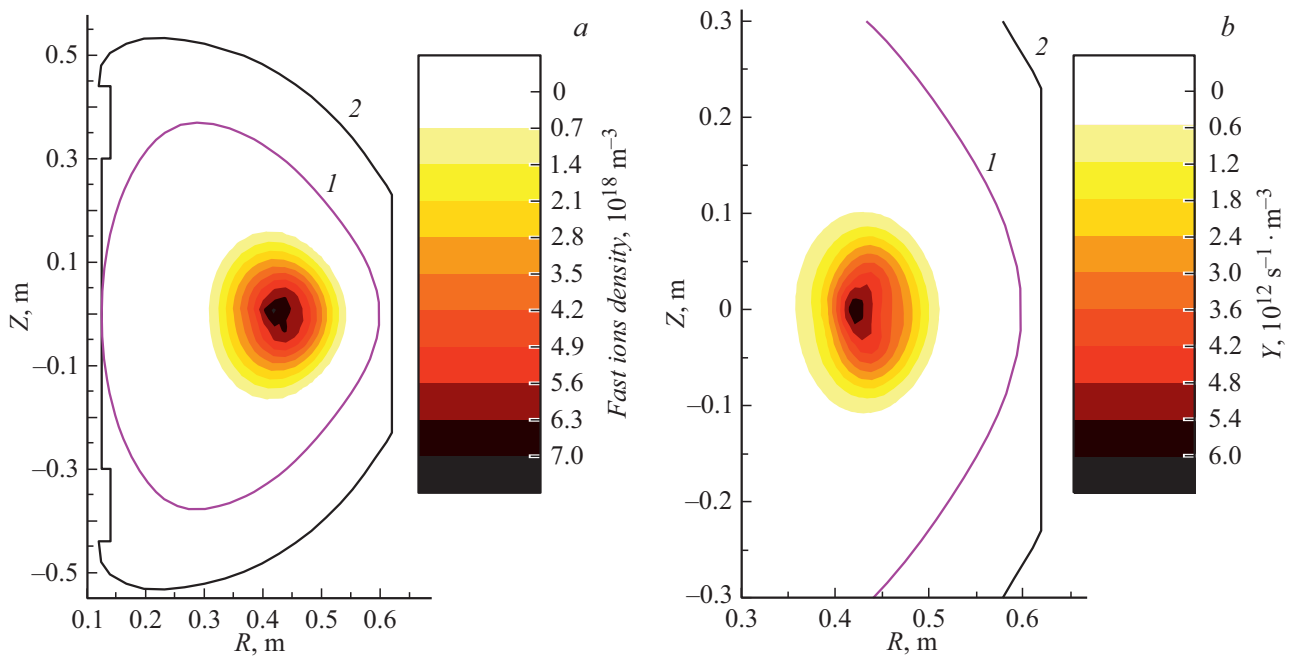
$$f_2(v_2, \cos \vartheta_2) = \sum_{k=0}^{\infty} b_k(v_2) P_k(\cos \vartheta_2), \quad (4)$$

где  $v_{1,2}$  — модули скоростей ядер сортов 1 и 2,  $\cos \vartheta_{1,2}$  — косинусы полярных углов. Таким образом, второй алгоритм расчета функции нейтронного выхода сводится к вычислению суммы со слагаемыми в виде тройных интегралов. Данный способ намного быстрее предыдущего (2), так как в каждой точке плазменного шнура не требует интегрирования произведений трехмерных функций распределения. Однако он применим только для работы с функциями распределения определенного вида, а также требует тщательного подбора параметров сглаживания входных данных из-за использования разложений по полиномам Лежандра.

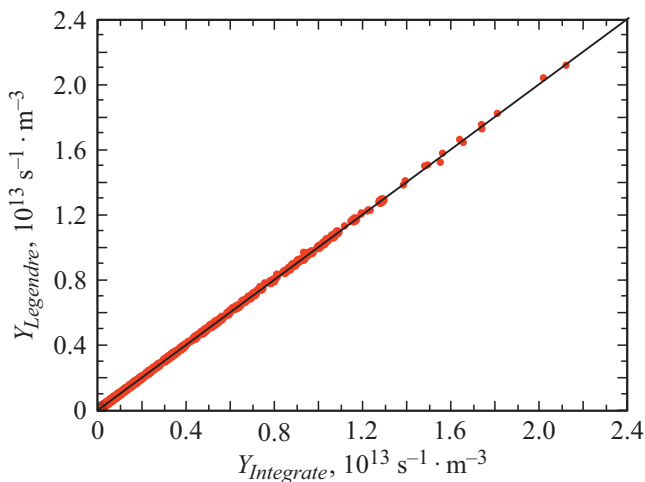
На рис. 1, а приведен пример распределения плотности быстрых ионов (с энергиями  $> 5 \text{ keV}$ ) в разряде #38095 на 180 ms, рассчитанный при помощи кода NUBEAM. Основные параметры разряда: тороидальное магнитное поле  $B_T = 0.7 \text{ T}$ , ток плазмы  $I_p = 290 \text{ kA}$ , среднехордовая плотность  $\langle n_e \rangle_l = 8.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , плазма изотопов водорода в соотношении D/H = 80/20%, эффективный заряд  $Z_{eff} = 1.6$ , основная примесь — углерод, инжектировался дейтериевый пучок с энергией 28 keV мощностью 800 kW. Соответствующая функция источника нейтронов  $Y(r, z)$  (1), рожденных в процессе взаимодействия высокоэнергетических частиц друг с другом, вычисленная при помощи первого алгоритма (2), представлена на рис. 1, б. При расчетах предполагалась тороидальная симметрия.

Для сравнения двух алгоритмов расчета рассматривался нейтронный выход  $Y(r, z)$ , рассчитанный при помощи (2) и (3), в разрядах #36620, 37067, 37069, 37070, 37893, 38089, 38095, 38516. Основные параметры данных разрядов изменялись в следующих диапазонах:  $B_T = 0.4-0.7 \text{ T}$ ,  $I_p = 180-330 \text{ kA}$ ,  $\langle n_e \rangle_l = (3.2-8.3) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , инжектировался дейтериевый пучок с энергиями 26–28 keV мощностью 650–800 kW. Сравнение показало высокую степень соответствия результатов двух алгоритмов (рис. 2). Среднее стандартное отклонение результатов расчета равно  $\sigma \approx 1.7\%$ .

На данный момент на установке Глобус-М2 нейтронный выход от взаимодействия быстрых частиц друг с



**Рис. 1.** *a* — распределение плотности ионов с энергией  $> 5$  keV на токамаке Глобус-М2 в разряде #38095 на 180 ms. Рассчитано при помощи кода NUBEAM. *b* — соответствующая функция источника нейтронов  $Y(r, z)$  (1), возникающих в процессе взаимодействия между быстрыми частицами. Рассчитано при помощи алгоритма шестимерного интегрирования в пространстве скоростей (2). 1 — граница плазмы, 2 — граница камеры.



**Рис. 2.** Сравнение алгоритмов расчета нейтронного выхода (2) (ось абсцисс) и (3) (ось ординат) из разных точек плазменного шнура на токамаке Глобус-М2 для разрядов #36620, 37067, 37069, 37070, 37893, 38089, 38095, 38516.

другом составляет  $\sim 10$ – $20\%$  от суммарного. Дальнейшее увеличение тороидального магнитного поля и тока плазмы до проектных значений (1 Т и 500 кА), а также ввод в эксплуатацию второго инжектора нейтральных частиц (мощность до 1 MW) приведет к увеличению этой доли до  $\sim 30$ – $50\%$ . В связи с этим при расчете полного нейтронного выхода возникает необходимость учитывать взаимодействие высокоэнергетических частиц

друг с другом. Для этого возможно использование одного из двух приведенных алгоритмов: непосредственное интегрирование выражения (2) для удельной скорости реакции ядерного синтеза позволяет использовать данные с высоким уровнем статистических шумов и работать с функциями распределения любого вида, однако требует много времени на вычисления; разложение функций распределения по полиномам Лежандра (4) и суммирование тройных интегралов (3) — более быстрый алгоритм, однако он требует тщательного подбора используемой в разложении степени полинома Лежандра и параметра сглаживания функции распределения в случае, когда она получена методом Монте-Карло. При полуаналитическом подходе к вычислению функции распределения ионов, как, например, в работе [12], такой проблемы не возникает. Сложность алгоритма (2) может быть оценена как  $O(N^6)$ , где  $N$  — размерность сетки функции распределения для одной пространственной точки по каждому из параметров, а алгоритма (3) — как  $O(nN^4)$ , где  $n$  — выбранная степень полиномов Лежандра. Для характерных значений сетки, используемых для токамака Глобус-М2, скорость выполнения алгоритма (3) на два порядка выше, чем алгоритма (2). Как уже указывалось выше, сравнение этих алгоритмов показало хорошее согласие результатов, стандартное отклонение  $\sigma < 2\%$ .

### Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант

18-32-20031 мол. а. вед). Используются экспериментальные данные, полученные на Уникальной научной установке „Сферический токамак Глобус-М“, входящей в состав Федерального центра коллективного пользования „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ (уникальный идентификатор RFMEFI62119X0021). Измерение базовых параметров плазменного разряда осуществлялось в рамках государственного задания Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук (№ 0040-2019-0023).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] V.B. Minaev, V.K. Gusev, N.V. Sakharov, Yu.V. Petrov, V.I. Varfolomeev, N.N. Bakharev, V.A. Belyakov, P.N. Brunkov, V.V. Bulanin, F.V. Chernyshev, V.I. Davydenko, V.V. Dyachenko, A.A. Kavin, S.A. Khitrov, N.A. Khromov, E.O. Kiselev, A.N. Kononov, V.A. Kornev, G.S. Kurskiev, A.D. Melnik, A.B. Mineev, M.I. Mironov, I.V. Miroshnikov, A.N. Novokhatskii, K.Yu. Oshuev, M.I. Patrov, A.V. Petrov, V.A. Rozhansky, A.N. Saveliev, I.Yu. Senichenkov, P.B. Shchegolev, I.V. Shikhovtsev, A.D. Sladkomedova, V.V. Solokha, D.S. Sorokina, A.Yu. Telnova, V.A. Tokarev, S.Yu. Tolstyakov, A.Yu. Yashin, E.G. Zhilin, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1094**, 012001 (2018). DOI: 10.1088/1742-6596/1094/1/012001
- [2] V.B. Minaev, V.K. Gusev, N.V. Sakharov, V.I. Varfolomeev, N.N. Bakharev, V.A. Belyakov, E.N. Bondarchuk, P.N. Brunkov, F.V. Chernyshev, V.I. Davydenko, V.V. Dyachenko, A.A. Kavin, S.A. Khitrov, N.A. Khromov, E.O. Kiselev, A.N. Kononov, V.A. Kornev, G.S. Kurskiev, A.N. Labusov, A.D. Melnik, A.B. Mineev, M.I. Mironov, I.V. Miroshnikov, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, V.A. Rozhansky, A.N. Saveliev, I.Yu. Senichenkov, P.B. Shchegolev, O.N. Shcherbinin, I.V. Shikhovtsev, A.D. Sladkomedova, V.V. Solokha, V.N. Tanchuk, A.Yu. Telnova, V.A. Tokarev, S.Yu. Tolstyakov, E.G. Zhilin, *Nucl. Fusion*, **57**, 066047 (2017). DOI: 10.1088/1741-4326/aa69e0
- [3] V.K. Gusev, N.N. Bakharev, V.A. Belyakov, B.Ya. Ber, E.N. Bondarchuk, V.V. Bulanin, A.S. Bykov, F.V. Chernyshev, E.V. Demina, V.V. Dyachenko, P.R. Goncharov, A.E. Gorodetsky, E.Z. Gusakov, A.D. Ibyaminova, A.A. Ivanov, M.A. Irzak, E.G. Kaveeva, S.A. Khitrov, M.V. Khokhlov, N.A. Khromov, V.V. Kolmogorov, V.A. Kornev, S.V. Krasnov, G.S. Kurskiev, A.N. Labusov, S.A. Lepikhov, N.V. Litunovsky, I.V. Mazul, A.D. Melnik, V.V. Mikov, V.B. Minaev, A.B. Mineev, M.I. Mironov, I.V. Miroshnikov, E.E. Mukhin, A.N. Novokhatsky, A.D. Ovsyannikov, M.I. Patrov, A.V. Petrov, Yu.V. Petrov, V.A. Rozhansky, N.V. Sakharov, A.N. Saveliev, I.Yu. Senichenkov, V.Yu. Sergeev, P.B. Shchegolev, O.N. Shcherbinin, I.V. Shikhovtsev, V.S. Tanaev, V.N. Tanchuk, S.Yu. Tolstyakov, V.I. Varfolomeev, E.O. Vekshina, A.V. Voronin, S.P. Voskoboinikov, F. Wagner, A.Yu. Yashin, G.V. Zadvitskiy, A.P. Zakharov, R.Kh. Zalavutdinov, E.G. Zhilin, *Nucl. Fusion*, **55**, 104016 (2015). DOI: 10.1088/0029-5515/55/10/104016
- [4] Н.Н. Бахарев, И.М. Балаченков, В.И. Варфоломеев, А.В. Воронин, В.К. Гусев, В.В. Дьяченко, М.В. Ильясова, Е.О. Киселев, А.Н. Коновалов, Г.С. Курскиев, А.Д. Мельник, В.Б. Минаев, И.В. Мирошников, А.Н. Новохацкий, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, О.М. Скрекель, А.Ю. Тельнова, В.А. Токарев, С.Ю. Толстяков, Е.А. Тюхменева, Е.М. Хилькевич, Н.А. Хромов, Ф.В. Чернышев, И.Н. Чугунов, А.Е. Шевелев, П.Б. Щеголев, *Физика плазмы*, **46** (7), 579 (2020). DOI: 10.31857/S036729212007001X
- [5] M.M. Larionova, I.V. Miroshnikov, V.K. Gusev, V.B. Minaev, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, P.B. Shchegolev, A.Yu. Telnova, N.N. Bakharev, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1400**, 077018 (2019). DOI: 10.1088/1742-6596/1400/7/077018
- [6] Г.С. Курскиев, С.Ю. Толстяков, А.А. Березуцкий, В.К. Гусев, М.М. Кочергин, В.Б. Минаев, Е.Е. Мухин, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, В.В. Семёнов, П.В. Чернаков, *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, **2**, 81 (2012). [http://vant.iterru.ru/engvant\\_2012\\_2/6.pdf](http://vant.iterru.ru/engvant_2012_2/6.pdf)
- [7] E.A. Tikhmeneva, S.Yu. Tolstyakov, G.S. Kurskiev, V.K. Gusev, V.B. Minaev, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, A.Yu. Telnova, N.N. Bakharev, P.B. Shchegolev, E.O. Kiselev, *Plasma Sci. Technol.*, **21**, 105104 (2019). DOI: 10.1088/2058-6272/ab305f
- [8] A. Pankin, D. McCune, R. Andre, G. Bateman, A. Kritiz, *Comput. Phys. Commun.*, **159**, 157 (2004). DOI: 10.1016/j.cpc.2003.11.002
- [9] E. Hirvijok, O. Asunta, T. Koskel, T. Kurki-Suonio, J. Miettunen, S. Sipilä, A. Snicker, S. Äkäslompolo, *Comput. Phys. Commun.*, **185**, 1310 (2014). DOI: 10.1016/j.cpc.2014.01.014
- [10] N.N. Bakharev, F.V. Chernyshev, P.R. Goncharov, V.K. Gusev, A.D. Ibyaminova, V.A. Kornev, G.S. Kurskiev, A.D. Melnik, V.B. Minaev, M.I. Mironov, *Nucl. Fusion*, **55**, 043023 (2015). DOI: 10.1088/0029-5515/55/4/043023
- [11] П.Р. Гончаров, *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, **38** (3), 22 (2015). [http://vant.iterru.ru/vant\\_2015\\_3/3.pdf](http://vant.iterru.ru/vant_2015_3/3.pdf)
- [12] P.R. Goncharov, B.V. Kuteev, T. Ozaki, S. Sudo, *Phys. Plasmas*, **17**, 112313 (2010). DOI: 10.1063/1.3505482