

04.2

Модель расчета излучения нейтрального гелия для спектроскопической диагностики периферийной плазмы токамака Глобус-М2

© В.М. Тимохин, Д.Д. Коробко, Е.А. Ануфриев, В.Ю. Сергеев

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: V.Timokhin@spbstu.ru

Поступило в Редакцию 4 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 20 мая 2024 г.

Принято к публикации 20 мая 2024 г.

Разработана простая модель для расчета изображений облаков нейтрального гелия, регистрируемых спектроскопической диагностикой периферийных распределений электронных температуры и концентрации токамака Глобус-М2. Полученные в результате моделирования геометрические размеры излучающей области гелия неплохо согласуются с результатами эксперимента. Расчеты влияния усреднения интенсивности излучений вдоль хорды наблюдений на восстановленные значения температуры электронов демонстрируют необходимость уменьшения угловых размеров инжектируемой гелиевой струи до значений $10\text{--}15^\circ$, в этом случае относительная погрешность измерений не будет превышать $10\text{--}20\%$. В качестве направления для практической технической реализации такой гелиевой струи предлагается использование сопла Лавала с набором диафрагм.

Ключевые слова: гелиевая спектроскопия, моделирование излучения, корональная модель, газонапуск.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.17.58582.19943

Спектроскопическая диагностика периферийной плазмы с инъекцией нейтрального гелия предоставляет информацию о распределении электронных температуры и концентрации в периферийных областях плазменного шнура на основе соотношений интенсивностей излучения в спектральных линиях нейтрального гелия [1]. Предоставляемые данные о параметрах плазмы усредняются вдоль хорд наблюдения, а размер светящейся области вдоль этих хорд определяется распределением нейтрального гелия, глубиной резкости оптической системы и параметрами плазмы в области излучения. Подобная диагностика успешно применена на ряде установок для определения электронной концентрации и температуры на периферии плазмы (RFX-mod [2], ASDEX-Upgrade [3]), а также для экспериментов с наблюдениями филаментов мод краевых неустойчивостей [4].

Для оценки погрешности усреднения измеренных плотности и температуры была решена задача моделирования изображений полихроматора при заданных распределениях электронных температуры и плотности плазмы, что дает возможность существенно улучшить интерпретацию результатов измерений диагностики. Настоящая работа посвящена описанию данной модели и анализу основных результатов расчетов изображений на ее основе.

Интенсивности линий нейтрального гелия для синглетных и триплетных переходов — 668 nm ($1s3d(^1D) - 1s2p(^1P^0)$), 728 nm ($1s3s(^1S) - 1s2p(^1P^0)$) и 706 nm ($1s3s(^3S) - 1s2p(^3P^0)$) — имеют различную зависимость как от электронной температуры, так и от

концентрации, что позволяет по экспериментально измеренному отношению интенсивностей линий (в нашем случае $I_{668\text{ nm}}/I_{728\text{ nm}}$, $I_{728\text{ nm}}/I_{706\text{ nm}}$) определять значения плазменных параметров фоновой плазмы с использованием расчетов столкновительно-излучательной модели (СИМ) [3]. СИМ в разных модификациях может учитывать различное количество моделируемых энергетических уровней атома гелия, включать в расчет динамику их заселения или только стационарные заселенности. Первые экспериментальные результаты, полученные с применением спектроскопической диагностики нейтрального гелия на токамаке Глобус-М2, были описаны в работе [1]. Для определения пространственных распределений электронной концентрации и температуры периферийной плазмы был использован результат вычислений по стационарной СИМ из работы [5], позволивший получить разумные распределения измеряемых величин.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Излучение от гелиевой струи, напускаемой системой инъекции через капилляр диаметром 0.5 mm вертикально вдоль оси Z токамака с координат $R = 0.24\text{ m}$ и $Z = -0.51\text{ m}$ (начало отсчета соответствует центру установки), попадает на матрицу камеры четырехканального фильтролинзового изображающего полихроматора из области обзора через фокус объектива, расположенного в точке с координатами $R = 1.10\text{ m}$ и $Z = 0.26\text{ m}$ в полоидальном сечении токамака, смещенном от сечения инъекции гелия на тороидальный угол $\Delta\varphi = 47.4^\circ$. Облако нейтрального гелия излучает преимущественно в области PFR (Private Flux Region) вблизи нижней X -точки. Излу-

чение принимается из района экваториальной плоскости установки под углом 40° к ней. Расстояние от линзы объектива до капилляра системы инъекции составляет 1.2 м. Более подробно схема эксперимента описана в работе [1].

Для расчета изображения гелиевого излучающего облака, измеряемого в эксперименте камерой оптической системы, из фокальной плоскости объектива полихроматора были проложены 40×40 хорд наблюдения, в которых происходит вычисление интегрального вдоль хорды наблюдения излучения гелия:

$$I \propto \int \varepsilon(l) dl. \quad (1)$$

Здесь I — интегральное излучение вдоль хорды наблюдения, ε — локальная излучательная способность гелия, l — переменная интегрирования (расстояние вдоль хорды наблюдения). Геометрический фактор, учитывающий изменение углового размера источника излучения, который формирует сигнал в детекторе камеры, оценен в работе [6]. Показано, что из-за большого расстояния источника излучения от объектива (по сравнению с его фокусным расстоянием) учет геометрического фактора можно пренебречь.

Излучение гелия определяется населенностями энергетических уровней, которые в общем случае должны вычисляться согласно полной СИМ, учитывающей все существенные элементарные процессы, что является сложной задачей. Излучение гелия в настоящей работе вычисляется в рамках простой корональной модели

$$\varepsilon \sim n \sim n_{\text{He}} n_e \langle \sigma v \rangle. \quad (2)$$

Здесь n — населенность уровня гелия, n_{He} — концентрация нейтрального гелия, n_e — электронная концентрация, $\langle \sigma v \rangle$ — эффективный скоростной коэффициент возбуждения атома гелия из основного состояния на верхний уровень соответствующей линии излучения.

Распределения электронной концентрации и температуры в области свечения струи для данного расчета получены с помощью моделирования кодом SOLPS-ITER [7] для разряда, близкого по параметрам к разряду #40269 токамака Глобус-М2, в котором проводились экспериментальные измерения излучений гелиевого облака.

Распределение концентрации нейтрального гелия в инжектируемой струе в зависимости от угла разлета и расстояния от капилляра рассчитывалось в приближении для свободного расширения газа в бесстолкновительном режиме в предположении стационарного сферического источника, приведенного в монографии [8]:

$$n_{\text{He}}(\theta, r) = n_0 \cos^2 \left(\frac{\pi\theta}{c} \right) \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \left(1 - \frac{1}{2S_0} \right). \quad (3)$$

Угловая зависимость относительно оси инъекции взята из того же источника для случая истечения газа в вакуум

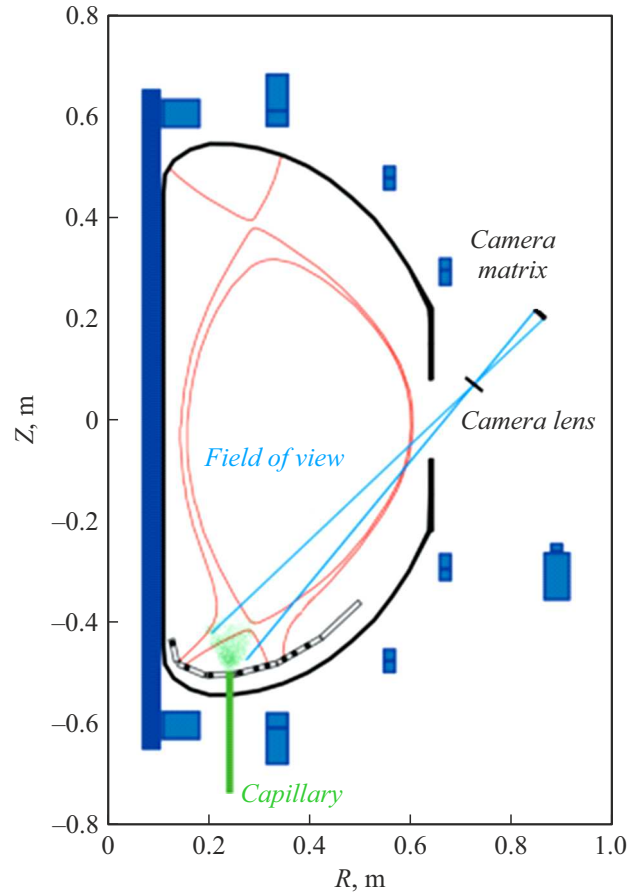


Рис. 1. Расположение элементов диагностики периферийной плазмы с инъекцией нейтрального гелия на токамаке Глобус-М2.

из круглого отверстия, она подтверждается независимыми расчетами для данных условий и результатами экспериментов (рис. 2). В формуле (3) θ — угол между осью инъекции и радиус-вектором от капилляра, r — расстояние от выхода капилляра, n_0 — концентрация гелия на выходе из капилляра, r_0 — радиус капилляра (0.5 mm), $S_0 = m_{\text{He}} u_0^2 / 2\pi k T_0$, u_0 , T_0 — скорость и температура газа на выходе из капилляра, $c = 2.73$ — коэффициент, определяющий эффективный полный угол раствора гелиевой струи $2\theta_{\text{He}} = c$, введенный в [8]. Разлет происходит со скоростью $v_{\text{He}} \approx 1 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, равной скорости звука для гелия при нормальных условиях.

Для оценки взаимодействия струи с высокотемпературной плазмой токамака были учтены процессы перезарядки σ_{cx} [9], ионизации по электронному $\langle \sigma_e v_e \rangle$ [10] и ионному σ_i [11] каналам. Согласно [12], решалось уравнение (см. далее), определяющее учет перечисленных выше элементарных процессов в распределении нейтрального гелия, истекающего с постоянной скоростью v_{He} из капилляра вдоль его траектории движения (ось x), согласно формуле (3). В модели предполагается, что траектории движения нейтрального гелия прямолинейные, начинающиеся в точке, соответствующей концу

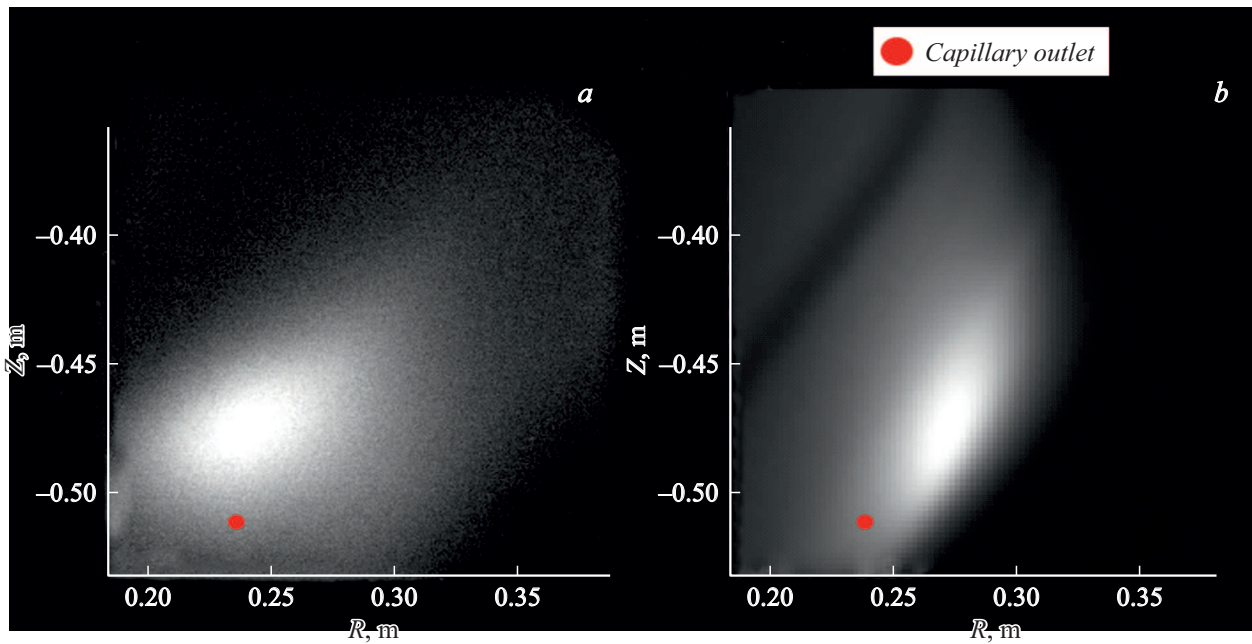


Рис. 2. Сравнение экспериментально зарегистрированного излучения гелия (*a*) с полученным при моделировании (*b*) в разряде #40269 (171 ms).

капилляра. Пространство истечения гелия разделено на $N = 50 \times 50 = 2500$ элементов телесного угла Ω_i , и каждому элементу соответствует одна прямолинейная траектория. Вдоль этих траекторий для функции потока $F_i(x) = n(x)S_i(x) = n(x)x^2\Omega_i$ решается следующее уравнение:

$$\frac{dF_i(x)}{dx} = -n_e(x) \left(\sigma_i + \sigma_{ex} + \frac{\langle \sigma_e v_e \rangle}{v_{He}} \right) F_i(x) + \frac{d[n_{He}(x)x^2\Omega_i]}{dx}. \quad (4)$$

На рис. 2, *a* приведено экспериментально полученное изображение струи в разряде #40269 в спектральной линии 706 nm, соответствующей переходу $1s3s(^3S) - 1s2p(^3P^0)$, которое можно сопоставить с результатом расчетов по описанной выше модели, представленным на рис. 2, *b*. Размеры рассчитанной светящейся области гелия неплохо согласуются с результатами эксперимента, однако есть некоторые несоответствия в поперечном распределении светимости струи (вдоль R) и в положении максимума интенсивности излучения.

Использование распределений концентрации и температуры из кода SOLPS-ITER, которые точнее учитывают магнитную конфигурацию разряда #40269, и динамической СИМ, которая будет разработана в ближайшее время, для условий токамака Глобус-М2 может существенно улучшить соответствие экспериментальным данным. Тем не менее соответствие результатов расчета распределения интенсивности свечения гелиевого обла-

ка экспериментальным данным можно признать удовлетворительным.

Также было оценено влияние усреднения интенсивности излучения вдоль хорды наблюдения на проводимые измерения. Сечения для переходов из основного состояния, в котором по условию расчета находится инжектируемая струя, на верхние уровни переходов 728 и 706 nm были получены из базы данных ADAS [13]. Затем проводилось вычисление отношения сигналов $I_{728 \text{ nm}}/I_{706 \text{ nm}}$. Температура электронов T_e из полученного распределения отношения может быть восстановлена благодаря известной зависимости отношений $\langle \sigma v_{728 \text{ nm}} \rangle / \langle \sigma v_{706 \text{ nm}} \rangle$ для эффективных сечений возбуждения от T_e .

Полный угол разлета $2\theta_{He}$ гелиевой струи, согласно формуле (3), равен 130° . Было выполнено четыре расчета с разными углами разлета струи: 12° , 18° , 24° , 130° . В расчетах на основе рассчитанных изображений восстанавливались профили плазменных параметров SOLPS-ITER, заложенные в модель для расчета распределения свечения нейтрального гелия. На рис. 3 приведена электронная температура вдоль оси инжекции гелия $T_{e \text{ SOLPS}}$ из расчета по коду SOLPS-ITER и электронная температура T_e , восстановленная из рассчитанных изображений. Для температур ниже 5 eV данные о сечениях возбуждения отсутствуют. Видно, что для $2\theta_{He} = 130^\circ$ восстановление профиля температуры на основе расчетов в рамках используемой в работе модели приводит к существенным его искажениям. Для угла разлета $2\theta_{He} = 12^\circ$ относительная погрешность восстановления температуры составила менее 5%, для $2\theta_{He} = 18^\circ$ — около 20%, для $2\theta_{He} = 24^\circ$ — более 50%. Отметим, что экспериментально измеренный угол разлета струи

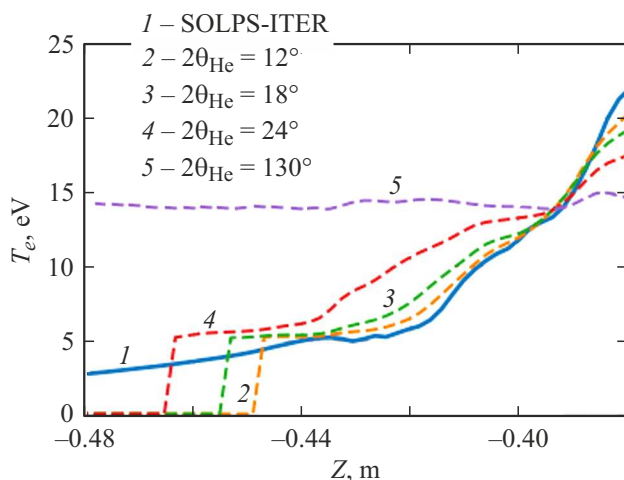


Рис. 3. Сравнение расчетного $T_{e,SOLPS}$ и восстановленных T_e профилей температуры вдоль оси инжекции при различных значениях полного угла разлета гелиевой струи $2\theta_{He}$.

(рис. 2, а) составляет около 90° , что также не позволяет достоверно восстанавливать профили плазменных параметров.

Полученные результаты демонстрируют необходимость уменьшения углового разлета инжектируемой гелиевой струи до значений $10\text{--}15^\circ$. Для технической реализации такой геометрии струи можно рассмотреть конструкцию источника на основе сопла Лавалья с большими числами Маха $M \approx 5\text{--}10$ на срезе сопла. Тогда угол разлета будет определяться отношением $2\theta_{He} \sim \frac{2}{\sqrt{\gamma(\gamma-1)M^2}}$ [14], где γ — показатель адиабаты ($5/3$ для одноатомного газа), и соответствовать требованиям по малым ошибкам усреднения ($10\text{--}15^\circ$). Также возможно ограничить угол разлета гелиевой струи набором диафрагм, подобно тому как это было реализовано в источнике гелия для аналогичной диагностики на токамаке TEXTOR [15].

Таким образом, разработана простая модель для расчета изображений свечения облака нейтрального гелия, регистрируемых спектроскопической диагностикой периферийных распределений электронных температуры и концентрации токамака Глобус-М2. Полученные в результате моделирования изображения геометрические размеры излучающей области гелия неплохо согласуются с результатами эксперимента, однако расчетная глубина проникновения струи на $2\text{--}3\text{ см}$ больше экспериментальных значений. Продемонстрирована необходимость уменьшения угла разлета инжектируемой струи до $10\text{--}15^\circ$, чтобы относительная погрешность измерений не превышала $10\text{--}20\%$. Имеющаяся конструкция системы газонапуска в совокупности с текущей геометрией диагностики может давать значения температуры, завышенные в $2\text{--}3$ раза в области измерений. Для технической реализации такого источника гелиевой струи предлагается использование сопла Лавалья с набором диафрагм.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания в сфере науки по проекту № FSEG-2024-0005 с использованием Федерального центра коллективного пользования „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, включающего Уникальную научную установку „Сферический токамак Глобус-М“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.М. Тимохин, В.Ю. Сергеев, Е.А. Ануфриев, Д.Д. Коробко, И.А. Шаров, В.И. Варфоломеев, А.Н. Новохацкий, Н.Н. Бахарев, Е.О. Векшина, К.В. Долгова, Н.С. Жильцов, А.А. Кавин, В.Г. Капралов, Е.О. Киселев, А.Н. Коваль, Г.С. Курский, К.М. Лобанов, В.Б. Минаев, И.В. Мирошников, Е.Е. Мухин, Ю.В. Петров, В.А. Рожанский, Н.В. Сахаров, В.Г. Скоков, А.Ю. Тельнова, Е.Е. Ткаченко, В.А. Токарев, С.Ю. Толстяков, Е.А. Тюхменева, Н.А. Хромов, Письма в ЖЭТФ, **116** (5), 292 (2022). DOI: 10.31857/S1234567822170050 [V.M. Timokhin, V.Yu. Sergeev, E.A. Anufriev, D.D. Korobko, I.A. Sharov, V.I. Varfolomeev, A.N. Novokhatsky, N.N. Bakharev, E.O. Vekshina, K.V. Dolgova, N.S. Zhil'tsov, A.A. Kavin, V.G. Kapralov, E.O. Kiselev, A.N. Koval', G.S. Kurskiy, K.M. Lobanov, V.B. Minaev, I.V. Miroshnikov, E.E. Mukhin, Yu.V. Petrov, V.A. Rozhansky, N.V. Sakharov, V.G. Skokov, A.Yu. Tel'nova, E.E. Tkachenko, V.A. Tokarev, S.Yu. Tolstyakov, E.A. Tyukhmeneva, N.A. Khromov, JETP Lett., **116**, 300 (2022). DOI: 10.1134/S0021364022601592].
- [2] M. Agostini, P. Scarin, R. Cavazzana, L. Carraro, L. Grando, C. Taliercio, L. Franchin, A. Tiso, Rev. Sci. Instrum., **86**, 123513 (2015). DOI: 10.1063/1.4939003
- [3] M. Griener, J.M. Muñoz Burgos, M. Cavedon, G. Birkenmeier, R. Dux, B. Kurzan, O. Schmitz, B. Sieglin, U. Stroth, E. Viezzer, E. Wolfrum and the ASDEX Upgrade Team, Plasma Phys. Control. Fusion, **60**, 025008 (2018). DOI: 10.1088/1361-6587/aa97e8
- [4] M. Griener, E. Wolfrum, G. Birkenmeier, M. Faitsch, R. Fischer, G. Fuchert, L. Gil, G.F. Harrer, P. Manz, D. Wendler, U. Stroth, Nucl. Mater. Energy, **25**, 100854 (2020). DOI: 10.1016/j.nme.2020.100854
- [5] W. Zholobenko, M. Rack, D. Reiter, M. Goto, Y. Feng, B. Küppers, P. Börner, Nucl. Fusion, **58**, 126006 (2018). DOI: 10.1088/1741-4326/aadda9
- [6] В.М. Тимохин, Е.А. Ануфриев, Д.Д. Коробко, В.Ю. Сергеев, И.А. Шаров, в сб. Тез. докл. XX Всерос. конф. „Диагностика высокотемпературной плазмы“ (Сочи, 2023), с. 188.
- [7] V.A. Rozhansky, S.P. Voskoboynikov, E.G. Kaveeva, D.P. Coster, R. Schneider, Nucl. Fusion, **41**, 387 (2001). DOI: 10.1088/0029-5515/41/4/305
- [8] В.Г. Дулов, Г.А. Лукьянов, Газодинамика процессов истечения (Наука, Новосибирск, 1984), с. 81, формула (4.18).

- [9] K.L. Bell, H.B. Gilbody, J.G. Hughes, A.E. Kingston, F.J. Smith, *Phys. Chem. Ref. Data*, **12**, 891 (1983). DOI: 10.1063/1.555700
- [10] F.J. Deheer, R. Hoekstra, A.E. Kingston, H.P. Summers, *Nucl. Fusion (Suppl.)*, **3**, 19 (1992).
- [11] D. Kaganovich, E. Startsev, R.C. Davidson, *New J. Phys.*, **8**, 278 (2006). DOI: 10.1088/1367-2630/8/11/278
- [12] J. Wesson, *Tokamaks*, 4th ed. (Oxford University Press, 2011).
- [13] *Resolved Specific Ion Data Collections in OPEN-ADAS Atomic Data and Analysis Structure* [Электронный ресурс]. https://open.adas.ac.uk/detail/adf04/helike/helike_idp04he0_t1.dat (дата обращения 22.12.2023).
- [14] Н.Н. Шелухин, Уч. зап. ЦАГИ, **10** (2), 130 (1979).
- [15] U. Kruezi, H. Stoschus, B. Schweer, G. Sergienko, U. Samm, *Rev. Sci. Instrum.*, **83**, 065107 (2012). DOI: 10.1063/1.4707150