

04

Измерение пространственных распределений температуры электронов в облаках полистироловых пеллет, испаряющихся в плазме гелиотрона LHD

© И.А. Шаров¹, В.Ю. Сергеев¹, И.В. Мирошников², Б.В. Кутеев³,
N. Tamura⁴, S. Sudo⁵

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

³ НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия

⁴ National Institute for Fusion Science, Toki City, Gifu Prefecture, Japan

⁵ Chubu University, Kasugai, Aichi, Japan

E-mail: I.Sharov@spbstu.ru

Поступило в Редакцию 10 января 2018 г.

Описаны два метода измерения пространственного распределения температуры электронов в облаке вблизи полистиролового пеллета, испаряющегося в плазме гелиотрона LHD. Первый метод основан на измерении отношения локальных значений коэффициентов испускания на длинах волн 486 ± 5 nm (линия H_β) и 630 ± 5 nm (континуум). Второй (новый) метод основан на измерениях распределений излучения линии H_β в направлении вдоль магнитного поля. Оба метода используют предположение о частичном локальном термодинамическом равновесии в облаке и демонстрируют близкие результаты. Впервые показано, что температура электронов облака возрастает от ~ 0.8 eV в непосредственной близости от поверхности пеллета до $6.0\text{--}7.0$ eV на расстоянии $6\text{--}8$ mm от пеллета в направлении вдоль магнитного поля, что согласуется с наблюдаемым экспериментально продольным распределением излучения H_β в облаке.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.09.46064.17203

Экспериментальные данные о параметрах плазменного облака необходимы для верификации и уточнения моделей испарения пеллетов, а также для широкого спектра их диагностических приложений [1]. Значения температуры T_e и концентрации n_e электронов в плазменном

облаке испаряющегося в высокотемпературной плазме пеллета оценивались в ряде экспериментальных и теоретических работ (см. обзор [1]). Для водородных и дейтериевых пеллетов усредненные по облаку величины температуры и концентрации лежат в диапазоне 1–5 eV и 10^{17} – 10^{18} cm⁻³ в зависимости от скорости испарения. Для примесных пеллетов (C, Li, полистирол — (C₈H₈)_n) сообщались значения $T_e \approx 3$ –10 eV и $n_e \approx 10^{16}$ – 10^{17} cm⁻³. В задачу настоящей работы входило экспериментальное измерение пространственных распределений температуры электронов в облаках вблизи полистироловых пеллетов, испаряющихся в высокотемпературной плазме гелиотрона LHD.

Распространенный метод определения T_e в облаке основан на измерении отношения суммарного коэффициента испускания линии H β и непрерывного спектра $\epsilon_{line+cont}$ в окрестности линии и коэффициента испускания в непрерывном спектре ϵ_{cont} вдали от нее. Данные о пространственных распределениях соответствующих коэффициентов испускания $\hat{\epsilon}_{line+cont}(i', j')/\hat{\epsilon}_{cont}(i', j')$, где i', j' — индексы координат вдоль оси симметрии светящегося облака $z = i'\Delta z$ и перпендикулярно этой оси $r = j'\Delta r$ соответственно, были получены в работе [2] при помощи изображающего полихроматора. Шаг сетки $\Delta z = \Delta r \approx 0.6$ mm определялся параметрами оптической системы. Массив $\hat{\epsilon}_{line+cont}(i', j')$ содержит локальные значения суммарного коэффициента испускания линии H β и непрерывного спектра в ее окрестности и вычислен посредством обработки изображения облака, полученного через интерференционный фильтр с центральной длиной волны 486.5 nm и полосой пропускания с шириной на полувысоте FWHM ≈ 10 nm (см. подробнее [2]). Массив $\hat{\epsilon}_{cont}(i', j')$ содержит значения коэффициента испускания в непрерывном спектре, он был получен путем обработки изображения облака через фильтр 630.5 nm с FWHM ≈ 5 nm. Для случая однокомпонентной плазмы из водорода/дейтерия формула для расчета зависимости отношения коэффициентов испускания линии H β и непрерывного спектра на той же длине волны приведена в [3]. Она была существенно модернизирована для плазмы пеллетного облака, состоящей из смеси водорода и углерода в соотношении 1:1. Было учтено, что измерение излучения в непрерывном спектре осуществлялось на значительном удалении по шкале длин волн от используемой линии. Кроме того, в выражении коэффициента испускания в непрерывном спектре был учтен вклад каждого ионизационного состояния углерода, а также вклад радиационного прилипания к атомам водорода и углерода с

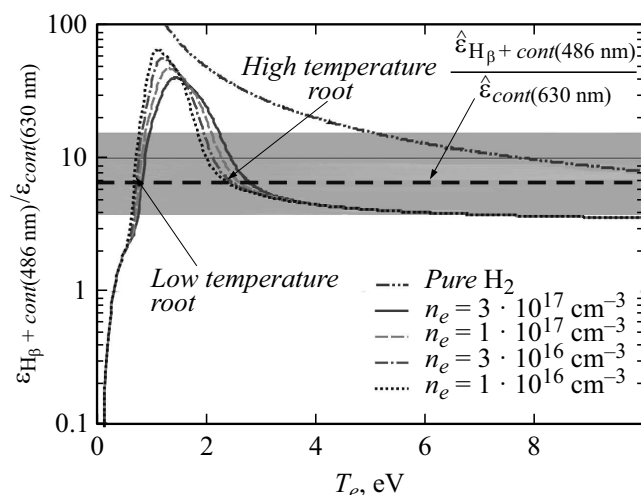


Рис. 1. Температурная зависимость отношения суммарного коэффициента испускания линии $H\beta$ и непрерывного спектра на длине волны 486 nm к коэффициенту испускания в непрерывном спектре на длине волны 630 nm с учетом вкладов ионов углерода C^{1+} и C^{2+} при различных значениях электронной концентрации pelletного облака. Серым цветом выделена область экспериментальных значений отношения.

использованием данных из [4] и [5] соответственно. Важность излучения при радиационном прилипании отмечалась в [6] для случая облаков водородных pelletтов.

В настоящей работе ионизационное состояние облака оценивалось с использованием уравнений термодинамического равновесия плазмы Саха–Больцмана (ТР), квазинейтральности и предположения о постоянстве химического состава. Рассчитанная в таких предположениях температурная зависимость отношения коэффициентов испускания $\epsilon_{line+cont}(T_e, n_e)/\epsilon_{cont}(T_e, n_e)$ приведена на рис. 1. При расчетах учитывались только ионизационные состояния углерода до C^{2+} включительно, поскольку характерная длина ионизации иона углерода C^{2+} существенно превышает продольные размеры наблюдаемого pelletтного облака.

Для нахождения распределения температуры в каждой точке облака решается уравнение $\epsilon_{line+cont}(T_e, n_e)/\epsilon_{cont}(T_e, n_e) = \hat{\epsilon}_{line+cont}(i', j')/\hat{\epsilon}_{cont}(i', j')$.

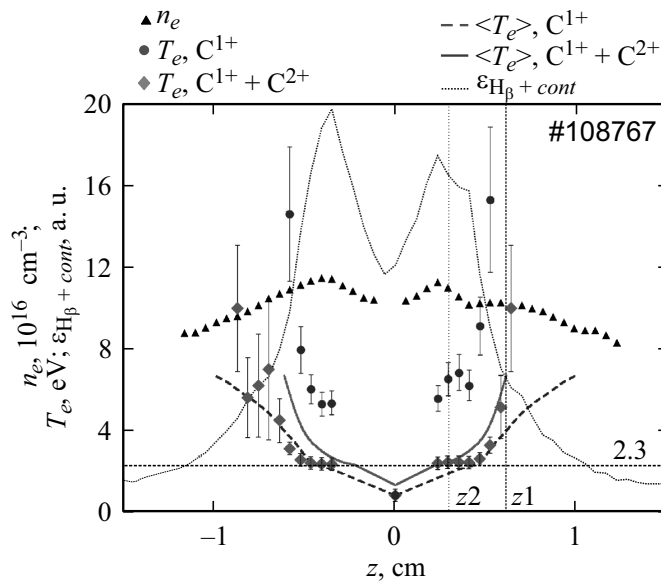


Рис. 2. Измеренные значения T_e на оси пеллетного облака вдоль магнитного поля. Ромбами и кружками показаны значения, полученные по отношению испускания линии H_β и непрерывного спектра при учете ионизации углерода до C^{2+} и C^{1+} соответственно. Сплошная и штриховая кривые получены по методу оценки градиента коэффициента испускания линии H_β при учете ионизации углерода до C^{2+} и C^{1+} соответственно. Треугольниками показаны значения концентрации электронов, измеренные по методу из работы [2]. Пунктирная кривая показывает распределение коэффициента испускания линии H_β . Вертикальными прямыми отмечены положения z_1 и z_2 при расчете с учетом ионизации углерода до C^{2+} .

Как видно из рис. 1, это уравнение имеет два корня. В центральной точке выбирался корень, соответствующий меньшей температуре, поскольку температура поверхности пеллета при его деполимеризации ~ 0.06 eV [7]. В далеких от пеллета точках выбирался корень, соответствующий большей температуре. При том что максимальные расчетные значения составили $\varepsilon_{line+cont}/\varepsilon_{cont} \approx 40-70$ (рис. 1), экспериментальные значения не превышали $\hat{\varepsilon}_{line+cont}/\hat{\varepsilon}_{cont} \approx 10-15$ (область

значений, выделенная серым на рис. 1). Это связано, по-видимому, с тем, что равновесное распределение по возбужденным состояниям не успевает установиться при низких температурах облака вблизи пеллета. По мере удаления от пеллета температура облака растет, скорости процессов перехода с уровня на уровень в водороде, а также скорость ионизации экспоненциально возрастают, что обеспечивает установление равновесной заселенности уровней водорода. Описанный выше метод позволяет определять двумерное распределение температуры облака. На рис. 2 сплошной кривой показано полученное таким образом продольное распределение температуры на оси облака в разряде LHD #108767 со следующими параметрами фоновой плазмы в момент измерения: температура электронов $T_{epl} = 1.37 \text{ keV}$, концентрация электронов $n_{epl} = 1.95 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, напряженность магнитного поля $B = 2.75 \text{ T}$, суммарная мощность дополнительного нагрева пучками нейтральных атомов $P_{NBI} = 10 \text{ MW}$ при скорости испарения полистиролового пеллета $dN_{C_8H_8}/dt = 2.8 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$.

Для оценки продольных распределений температуры облака $\langle T_e \rangle$ (средних по поперечному сечению облака размером $2r_{cld} \approx 6 \pm 1 \text{ mm}$) был разработан новый метод. В нем предполагается, что на некотором расстоянии z_1 (которое является свободным варьируемым параметром) значение температуры $\langle T_e \rangle(z_1)$ берется равным 6.5 eV . Относительная погрешность метода при больших значениях температуры превышает 50%, и применение метода нецелесообразно.

Для определения продольного профиля $\langle T_e \rangle(z)$ используется выражение

$$d\langle T_e \rangle/dz = (d \ln n_{H^{*4}}/dT_e)^{-1} (d \ln \varepsilon_{H\beta}/dz) \quad (1)$$

с граничным значением $\langle T_e \rangle(z_1)$. Здесь $(d \ln \varepsilon_{H\beta}/dz)^{-1}$ представляет собой экспериментально измеренную характерную длину спада излучения линии $H\beta$; $n_{H^{*4}}$ — концентрация атомов водорода в возбужденном состоянии с главным квантовым числом $n = 4$, а функция $(d \ln n_{H^{*4}}/dT_e)^{-1}$ вычисляется из уравнений локального ТР. Применимость такой процедуры ограничивается выполнением „критерия локальности“ ТР. Равновесие можно считать локальным при выполнении условия $(u d \ln \langle T_e \rangle / dz)^{-1} \gg \tau$, где τ — время обеднения основного состояния водорода за счет процессов возбуждения и ионизации, а $u \approx 7 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ — продольная скорость разлета испарившегося вещества, оцениваемая с помощью уравнения неразрывности с исполь-

зованием экспериментальных значений скорости испарения, поперечного размера и плотности электронов облака. Для разряда LHD #108767 критерий выполняется при $z \geq z_2 \approx 2.5$ mm, что соответствует $\langle T_e \rangle(z_2) \approx 2.3$ eV (рис. 2). В ближней к пеллету области $[0, z_2]$ распределение температуры в облаке приближенно описывается линейным участком со значениями температуры $[B\langle T_e \rangle(0), \langle T_e \rangle(z_2)]$ на его концах. Значение температуры $\langle T_e \rangle(0)$, как и положение точки z_1 , является варьируемым параметром метода.

Для определения значений варьируемых параметров $\langle T_e \rangle(0)$ и z_1 осуществлялось моделирование пространственного распределения заселенности возбужденных состояний водорода. В расчете решалась система уравнений неразрывности [8] для концентраций водорода в основном и возбужденных состояниях $n = 1-7$, а также для концентрации ионов. Учитывались процессы ударной ионизации и возбуждения, а также обратные им. Согласно проведенным оценкам [3], излучательные процессы не оказывают существенного влияния на заселенность уровней и ионизационный баланс в облаке, и поэтому они не учитывались в модели. Распределение концентрации электронов полагалось известным из эксперимента [2], а распределение температуры определялось для каждого из значений варьируемых параметров $\langle T_e \rangle(0)$ и z_1 . В результате моделирования были получены распределения каждого возбужденного состояния, в том числе для концентрации $n_{H^{*4}}(z)$ верхнего состояния перехода, соответствующего наблюдаемой линии H_β . Это позволило вычислить распределение коэффициента испускания $\tilde{\epsilon}_{line+cont}(z)$, сравнить его с распределением, измеренным экспериментально, и вычислить невязку при каждом значении варьируемых параметров. На рис. 3 приведены расчетные и измеренные значения коэффициента испускания, а на рис. 2 сплошной кривой показано распределение температуры, полученное для минимальной невязки с $\langle T_e \rangle(0) = 1.3$ eV и $z_1 = 0.6$ cm.

Как следует из изложенного выше, в обоих методах измерения T_e учитывались ионы углерода до C^{2+} включительно. Для выяснения влияния ионного состава на полученные результаты были выполнены расчеты с использованием уравнения Саха–Больцмана в предположении присутствия в облаке только иона C^{1+} . На рис. 2 результаты такого вычисления температуры показаны кружками для первого использованного метода и штриховой кривой для второго. Видно, что учет ионов углерода до C^{1+} или до C^{2+} существенно и по-разному влияет на полу-

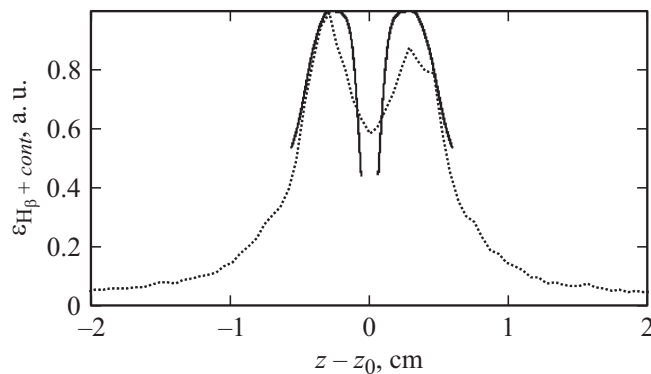


Рис. 3. Распределение суммарного коэффициента испускания линии H_β и непрерывного спектра на оси пеллетного облака вдоль магнитного поля в разряде #108767. Пунктирная кривая — данные экспериментальных измерений, сплошная — расчет по упрощенной модели для минимальной невязки при значениях варьируемых параметров $\langle T_e \rangle(0) = 1.3 \text{ eV}$ и $z_1 = 0.6 \text{ cm}$.

чаемые по двум методам значения температуры. При этом оба метода дают близкие результаты при учете углерода до C^{2+} включительно, что подтверждает реалистичность такого предположения.

В работе предложены два метода измерения T_e в плазменном облаке вблизи полистиролового пеллета, испаряющегося в установке LHD. Значения T_e составили $\sim 0.8 \pm 0.1 \text{ eV}$ вблизи пеллета (в среднем по каналу разлета). Наблюдается существенный рост температуры в направлении фоновой плазмы до значений $6.0\text{--}7.0 \text{ eV}$ на расстоянии $6\text{--}8 \text{ mm}$ от пеллета в направлении вдоль магнитного поля. Относительная погрешность измерений возрастает с ростом температуры исследуемой плазмы и составляет $\sim 10\%$ в центральной части и $\geq 50\%$ при $T_e \geq 6.5 \text{ eV}$. Результаты моделирования пространственного распределения излучения в окрестности линии H_β в рамках сделанных предположений хорошо согласуются с данными экспериментальных измерений.

Авторы выражают благодарность В.А. Рожанскому за полезные обсуждения, а также группе экспериментаторов гелиотрона LHD.

Список литературы

- [1] *Pegourie B.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2007. V. 49. P. R87–R160.
- [2] *Sharov I.A., Sergeev V.Yu., Miroshnikov I.V., Tamura N., Kuteev B.V., Sudo S.* // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 043505.
- [3] *Griem H.R.* Plasma Spectroscopy. N.Y.: McGraw–Hill, 1964. 580 p.
- [4] *Wishart A.W.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1979. V. 187. P. 59–60.
- [5] *Seman M.L., Branscomb L.M.* // Phys. Rev. 1962. V. 125. N 5. P. 1602–1608.
- [6] *Goto M., Sakamoto R., Morita S.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2007. V. 49. P. 1163–1176.
- [7] Reactive modifiers for polymers / Ed. S. Al-Malaika. Springer Sci. & Business Media, 2012. 400 p.
- [8] *Post D., Putvinskaya N., Perkins F.W., Nevins W.* // J. Nucl. Mater. 1995. V. 220–222. P. 1014–1018.