

УДК 533.9.07; 533.9.08

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИИ В УСЛОВИЯХ МОЩНОГО ЭЦР НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

А. И. Мещеряков, И. А. Гришина, И. Ю. Вафин

*Проведено восстановление функций распределения электронов по энергии, формирующихся в области нагрева плазмы, из спектров мягкого рентгеновского излучения в диапазоне 2–20 кэВ. Измерения спектров проводились на стеллараторе Л-2 в режиме электронного циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева плазмы для двух экспериментов: при центральном ЭЦР нагреве (мощность нагрева  $P_{ECRH} = 250$  кВт, электронная плотность  $n_e = 1.9 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и электронная температура  $T_e = 0.74$  кэВ), нецентрального ЭЦР нагреве ( $P_{ECRH} = 350$  кВт,  $n_e = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и  $T_e = 0.7$  кэВ). Показано, что в обоих случаях функции распределения электронов по энергии не являются максвелловскими, и в области нагрева формируется значительный ансамбль надтепловых электронов.*

**Ключевые слова:** стелларатор, ЭЦР нагрев плазмы, двухтемпературные спектры мягкого рентгеновского излучения, положение области нагрева.

1. *Введение.* Электронный циклотронный резонансный нагрев (ЭЦР нагрев) повсеместно используется для создания и нагрева плазмы в тороидальных магнитных ловушках, а также для создания токов увлечения. На современных токамаках и стеллараторах мощности ЭЦР нагрева достигли мегаваттного уровня. Столь большие мощности, вложенные в небольшой объем плазмы (область резонансного поглощения СВЧ излучения), приводят к искажению функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в области нагрева.

От вида ФРЭЭ зависит эффективность удержания плазмы в тороидальной магнитной ловушке. Наличие надтепловых электронов неизбежно приводит к ухудшению

удержания плазмы. Это особенно важно для строящихся крупных установок, в перспективе рассчитанных на получение плазмы с термоядерными параметрами. Несмотря на важность этой проблемы, вплоть до настоящего времени на действующих термоядерных установках фактически не проводилось восстановления ФРЭЭ в области нагрева из экспериментальных данных.

Отличие ФРЭЭ от максвелловской функции может быть обнаружено по виду спектров мягкого рентгеновского излучения плазмы. Экспериментально было обнаружено, что при мощном ЭЦР нагреве плазмы в тороидальных магнитных ловушках формируются “двухтемпературные” спектры мягкого рентгеновского излучения (SRX-спектры). Спектры такого вида были измерены на токамаках T-10 [1] и TCV [2], и на стеллараторах J-2M [3] и LHD [4]. На сегодняшний день не найдено теоретического объяснения формы SXR-спектров, измеряемых в экспериментах по ЭЦР нагреву на различных установках с магнитным удержанием плазмы.

На стеллараторе J-2M на протяжении ряда лет проводятся исследования причин формирования двухтемпературных спектров SXR излучения плазмы в режиме мощного ЭЦР нагрева плазмы ( $P_{\text{ECRH}} = 0.2 - 1.0$  МВт), когда температура и плотность плазмы достигают значений:  $T_e = 1.5$  кэВ,  $n_e = 2.5 \cdot 10^{19}$ . В работе [5] показано, что именно область поглощения СВЧ излучения является источником надтепловых электронов, искажающих форму SXR-спектров излучения плазмы.

В данной статье, с использованием оригинальной методики восстановления ФРЭЭ по данным экспериментальных спектров мягкого рентгеновского излучения [6], будет получен вид функции распределения электронов по энергии в области нагрева для экспериментов по центральному и нецентральному ЭЦР нагреву на стеллараторе J-2M. ФРЭЭ восстанавливались по данным SXR-спектров, измеренных по хордам, проходящим через области нагрева. Полученные ФРЭЭ в области нагрева могут быть использованы при моделировании ЭЦР нагрева и создания токов увлечения в плазме тороидальных установок.

2. *Восстановление функции распределения электронов по энергии.* ФРЭЭ может быть восстановлена по измеренному спектру мягкого рентгеновского излучения. Интенсивность тормозного излучения плазмы  $I(E)$  определяется функцией распределения электронов по энергии и может быть найдена в соответствии с формулой Крамерса [7]:

$$I(E) = \alpha_0 \cdot n_e \sum_i n_i \cdot Z_i^2 \int_E^{\infty} f_e(E) \cdot \frac{dE}{\sqrt{E}}, \quad (1)$$

где  $n_e$  – электронная плотность плазмы,  $n_i$  и  $Z_i$  – плотность и заряд ионов данного сорта

соответственно,  $\sum_i n_i Z_i^2$  – сумма по всем зарядовым состояниям всех ионов, присутствующих в плазме,  $f_e(E)$  – функция распределения электронов по энергиям, а числовой коэффициент  $\alpha_0 \approx 2.4 \cdot 10^{-16}$ , если энергия и интенсивность в формуле (1) выражены в килоэлектронвольтах, а плотности плазмы в  $\text{см}^{-3}$ . В случае максвелловского распределения электронов по энергиям:

$$f(E) = \frac{2\pi}{(\pi k T_e)^{3/2}} \sqrt{E} \cdot \exp\left(-\frac{E}{k T_e}\right), \quad (2)$$

применив формулу Крамерса, можно получить формулу для вычисления интенсивности тормозного излучения электронов плазмы в виде [8]:

$$\frac{dW_b}{dE} = 2.4 \cdot 10^{-16} n_e \sum_i n_i Z_i^2 T_e^{-\frac{1}{2}} G \cdot e^{-\frac{E}{T_e}} d\Omega dV dt. \quad (3)$$

Здесь  $E$  – энергия рентгеновского кванта в кэВ,  $t$  – время измерения в сек,  $V$  – излучающий плазменный объем в  $\text{см}^3$ ,  $\Omega$  – телесный угол встерадианах и  $G$  – фактор Гаунта.

Наличие в водородной плазме ионов примесей в различной степени ионизации делает необходимым учет рекомбинационного излучения электронов [8]. В этом случае вместо  $\sum_i n_i Z_i$ , в формуле (1) следует писать  $\sum_i n_i Z_i \gamma_i$ , где  $\gamma_i$  – коэффициент, показывающий отношение суммарного (тормозного и рекомбинационного) излучения плазмы к ее тормозному излучению.

Перед проведением экспериментов по ЭЦР нагреву плазмы на стеллараторе Л-2М проводится процедура боронизации стенок вакуумной камеры. Это приводит к резкому уменьшению поступления в плазму как тяжелых, так и легких примесей. В результате рентгеновское излучение плазмы определяется в основном ионами бора и, в меньшей степени, углерода. Для легких примесей все рекомбинационные скачки лежат в области малых энергий  $E < 1.0$  эВ, а этот диапазон энергий не регистрируется спектрометром.

Таким образом, в условиях проведения эксперимента, вклад рекомбинационного излучения примесей можно учитывать, вводя постоянный не зависящий от энергии коэффициент  $\gamma_i$ . Тогда из (1) после дифференцирования по энергии легко получить выражение для функции распределения электронов по энергии:

$$f_e(E) = -\frac{1}{A} \sqrt{E} \frac{dI(E)}{dE}, \quad (4)$$

где  $A = \alpha_0 \cdot n_e \sum_i n_i Z_i^2 \gamma_i$  – не зависящий от энергии коэффициент.

Таким образом, в экспериментах на установке Л-2М складываются условия, при которых существенно упрощается формула для вычисления интенсивности мягкого рентгеновского излучения, что делает менее громоздкой процедуру восстановления ФРЭЭ

по измеренным спектрам мягкого рентгеновского излучения. С другой стороны, затрудняет процедуру восстановления ФРЭЭ то, что излучение собирается по хордам, пересекающим области плазмы с различными параметрами (см. рис. 1). Экспоненциальная зависимость интенсивности мягкого рентгеновского излучения от температуры (см. (3)) дает основание утверждать, что излучение из наиболее горячей области плазмы формирует основную часть измеряемого спектра. Однако в области малых энергий в логарифмическом экспериментальном спектре наблюдается заметное отклонение точек от прямой в сторону увеличения интенсивности (см. рис. 2). Это указывает на то, что периферийные участки плазмы с более низкими температурами также дают вклад в спектр. Эти участки спектра мы исключаем при проведении процедуры восстановления ФРЭЭ. Очевидно, что в области малых энергий SXR-спектр является максвелловским, и в полулогарифмических координатах его можно аппроксимировать прямой линией с наклоном, определяемым тепловой температурой. Эту температуру мы определяем по небольшому линейному участку спектра (см. спектр в *разделе 3.2.*), либо на основании измерений профиля электронной температуры при помощи сканирующего спектрометра или многохордовой диагностики мягкого рентгеновского излучения (как в *разделе 3.1.*).

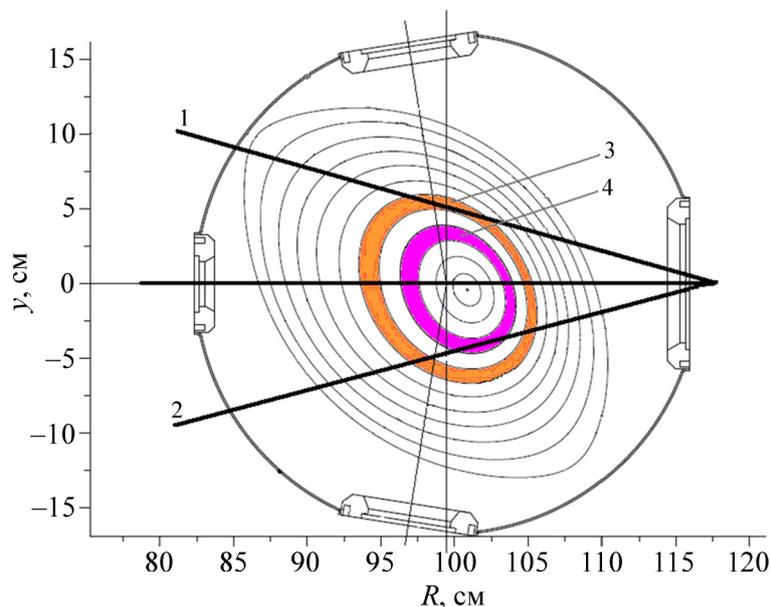


Рис. 1: 1 и 3 – хорда измерения и кольцевая область нагрева в эксперименте по центральному ЭЦР нагреву плазмы, 2 и 4 – хорда измерения и кольцевая область нагрева в эксперименте по нецентральному ЭЦР нагреву плазмы.

3. *Экспериментальные SXR-спектры и восстановленные ФРЭЭ.* С использованием описанной выше методики по спектрам мягкого рентгеновского излучения были восстановлены ФРЭЭ в области нагрева для двух экспериментов: при центральном и нецентральной ЭЦР нагреве. Геометрия измерений представлена на рис. 1. На рисунке показаны сечения камеры и плазменного шнура, а также хорды, по которым проводились измерения. Кроме того, показаны положения областей поглощения микроволнового излучения, которые в данных экспериментах различны.

3.1. *Эксперимент в условиях центрального ЭЦР нагрева плазмы.* В данном эксперименте осуществлялся центральный нагрев водородной плазмы необыкновенной волной на второй гармонике электронной циклотронной частоты ( $\omega = 2\omega_{ce}$ ,  $\omega_{ce} = eB_{ce}/m_e c$ , где  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона, а  $B_{ce}$  – резонансное магнитное поле для излучения на частоте  $\nu = 75$  ГГц), когда на оси плазмы выполнялось условие  $B_{ce}/B_0 = 1$ , где  $B_0$  – магнитное поле в центре плазменного шнура. Мощность ЭЦР нагрева составляла  $P = 250$  кВт, а средняя по центральной хорде плотность плазмы была  $n_e = 1.9 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Измерение спектра проводилось по хорде 1 (рис. 1).

В работе [9] было показано, что если на стеллараторе Л-2М приведенная мощность ЭЦР нагрева превышает  $120 \text{ кВт}/10^{19} \text{ м}^{-3}$ , то в плазме формируются провальные в центральной части плазменного шнура профили электронной плотности. При этом в областях с обратным градиентом плотности начинают происходить каскадные процессы распада необыкновенной волны, сопровождающиеся появлением электронных бернштейнских волн. Основным механизмом поглощения становится уже не резонансное циклотронное поглощение необыкновенной волны, а циклотронное поглощение электронных бернштейнских волн, которое происходит уже не в центре плазмы, а примерно на половине радиуса плазменного шнура (в области существования обратного градиента плотности, где оказываются локализованными электронные бернштейнские волны). В условиях описываемого эксперимента данный критерий по приведенной мощности нагрева выполняется. Таким образом, в данном эксперименте по центральному ЭЦР нагреву на квазистационарной стадии разряда область поглощения СВЧ излучения (область 3 на рис. 1) находилась не в центре плазмы, а на расстоянии  $r/a \approx 0.45$  ( $r/a$  – приведенный радиус плазмы).

Спектр из области нагрева, измеренный по хорде 1 (рис. 1) с прицельным параметром  $r/a \approx 0.45$ , проходящей через область нагрева, показан на рис. 2 (кривая 1). Видно, что этот спектр не является максвелловским. Он содержит тепловой участок, который можно аппроксимировать прямой и охарактеризовать температурой  $T_e = 785$  эВ (пря-

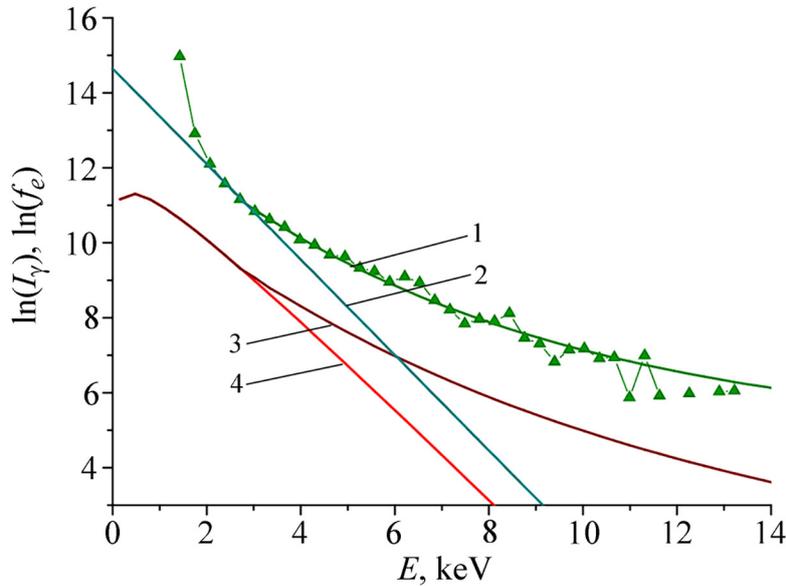


Рис. 2: SXR-спектр в условиях центрального нагрева:  $P = 250$  кВт,  $n_e = 1.9 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . 1 – кривая, аппроксимирующая экспериментальные точки спектра, 2 – прямая, аппроксимирующая тепловой участок спектра с температурой  $T_e = 785$  эВ, 3 – восстановленная ФРЭЭ, 4 – максвелловская ФРЭЭ с температурой, соответствующей температуре тепловой части спектра  $T_e = 785$  эВ.

мая 2 на рис. 2). Отметим, что экспериментальные точки спектра отходят вверх от этой прямой в области малых энергий. Это связано с описанным выше в главе 2 эффектом влияния периферийных, более холодных областей на спектр излучения. Тепловая температура для данного спектра определена на основании измерений профиля электронной температуры при помощи SXR-спектрометра. Начиная с энергий выше  $\sim 2.7$  кэВ, начинается постепенное отклонение спектра от максвелловского. ФРЭЭ в области нагрева, восстановленная из этого спектра с помощью методики, описанной в предыдущем разделе, также показана на рис. 2 (кривая 3). Для сравнения, там же показана максвелловская ФРЭЭ с температурой, соответствующей температуре тепловой части спектра  $T_e = 785$  эВ (кривая 4, рис. 2). На рисунке для удобства отображения данных ФРЭЭ опущена вниз при помощи введения нормировочного коэффициента  $\ln(0.1)$ , чтобы данные, относящиеся к спектрам и ФРЭЭ, не перекрывались. Таким образом, в экспериментах по центральному ЭЦР нагреву плазмы на квазистационарной стадии разряда в области нагрева, представляющей собой кольцо со средним радиусом  $r/a \approx 0.45$ , формируется немаксвелловская ФРЭЭ.

3.2. Эксперимент в условиях нецентрального ЭЦР нагрева плазмы. Для исследования ФРЭЭ, формирующейся в области нагрева, было проведено измерение спектров мягкого рентгеновского излучения плазмы при нецентральном ЭЦР нагреве.

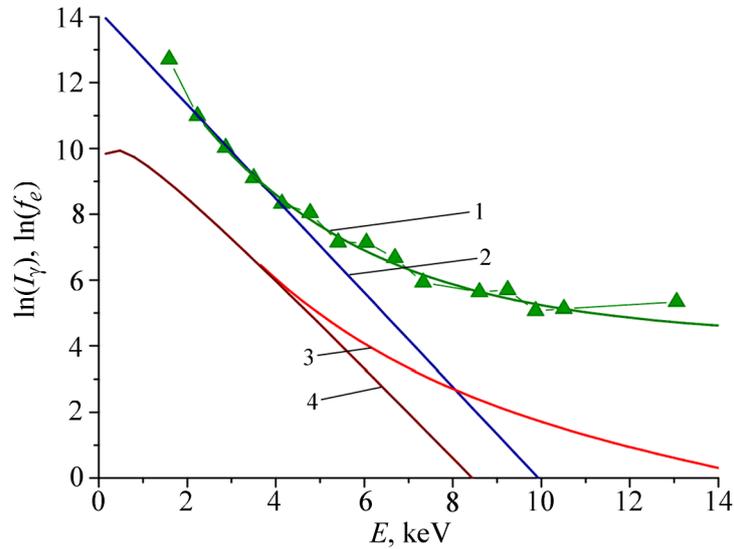


Рис. 3: SXR-спектр в условиях нецентрального нагрева:  $P = 350$  кВт,  $n_e = 2.4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . 1 – кривая, аппроксимирующая экспериментальные точки спектра, 2 – прямая, аппроксимирующая тепловой участок спектра с температурой  $T_e = 700$  эВ, 3 – восстановленная ФРЭЭ, 4 – максвелловская ФРЭЭ с температурой, соответствующей температуре тепловой части спектра  $T_e = 700$  эВ.

В данном эксперименте мощность ЭЦР нагрева составляла  $P = 350$  кВт, средняя по центральной хорде электронная плотность была равна  $n_e = 2.4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , а  $B_{ce}/B_0 = 1.04$ . При нецентральном нагреве, как правило, провальные профили плотности не наблюдаются, и не происходит распадных процессов необыкновенной волны. Поэтому область поглощения необыкновенной волны находится вблизи резонансной магнитной поверхности, отстоящей на  $r \approx 3$  см от центра плазменного шнура. Спектр измерялся по хорде 2 (рис. 1) с прицельным параметром  $r/a \approx -0.35$ . Знак минус означает, что хорда расположена в нижней полуплоскости. Пример такого спектра показан на рис. 3 (кривая 1). Видно, что спектр содержит тепловой участок, который можно аппроксимировать прямой линией с температурой  $T_e = 700$  эВ (прямая 2 на рис. 3). Начиная с энергии выше  $\sim 4.2$  кэВ, спектр начинает заметно отходить от максвелловского. Соответствующая восстановленная ФРЭЭ показана на рис. 3 (кривая 3). Для сравнения на рисунке также показана максвелловская ФРЭЭ для тепловой температу-

ры  $T_e = 700$  эВ (кривая 4 на рис. 3). Из рис. 3 видно, что в эксперименте по нецентральному ЭЦР нагреву восстановленная ФРЭЭ в области поглощения необыкновенной волны также не является максвелловской.

4. *Обсуждение и выводы.* В работе было впервые проведено восстановление ФРЭЭ, формирующихся в области нагрева плазмы для двух экспериментов: при центральном и нецентральном ЭЦР нагреве. При этом механизмы поглощения СВЧ излучения являются различными [9]. Показано, что в обоих случаях ФРЭЭ не являются максвелловскими, и в области нагрева формируется значительный ансамбль надтепловых электронов. В предшествующих экспериментах на стеллараторе Л-2М было показано, что с увеличением мощности ЭЦР нагрева температура надтепловых электронов заметно возрастает [10], также возрастает и доля электронов с энергиями, приходящимися на надтепловую часть спектра. При мощности ЭЦР нагрева 950 кВт средняя энергия надтепловых электронов достигает уже 25% от средней энергии электронов по всему спектру [11]. Очевидно, что наличие надтепловых электронов в области нагрева будет приводить к ухудшению удержания плазмы в установке, причем с ростом мощности нагрева число таких электронов заметно возрастает. Поэтому результаты, полученные в данной работе, необходимо учитывать при проведении моделирования ЭЦР нагрева и создания токов увлечения в плазме тороидальных установок.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00609).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Ю. В. Есипчук, Н. А. Кирнева, А. А. Мартынов, В. М. Трухин, *Физика плазмы* **21**(7), 577 (1995).
- [2] P. Blanchard, S. Alberti, S. Coda, et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, 2231 (2002). <https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/10/310>.
- [3] A. I. Meshcheryakov, D. G. Vasilkov, A. A. Vasileva, et al., Formation of non-Maxwellian SXR spectra at various plasma parameters and ECRH power at the L-2M stellarator, in *Proceedings of the 42nd EPS Conference on Plasma Physics, Lisbon, 2015*, P5.148 <http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/P5.148.pdf>.
- [4] S. Muto, S. Morita, S. Kubo, et al., *Review of Scientific Instruments* **74**(3), 1993 (2003). DOI: 10.1063/1.1538329.
- [5] А. И. Мещеряков, И. Ю. Вафин, И. А. Гришина, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **46**(12), 11 (2019). DOI: 10.3103/S1068335619120029.

- [6] С. Е. Гребенчиков, И. Ю. Вафин, А. И. Мещеряков, Ю. И. Нечаев, *Физика плазмы* **34**(12), 1098 (2008). <https://doi.org/10.1134/S1063780X08120040>.
- [7] P. J. Brussard, H. C. van de Hulst, *Reviews of Modern Physics* **34**, 507 (1962). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.34.507>.
- [8] S. von Goeler, W. Stodiek, H. Eubank, et al., *Nucl. Fusion* **15**, 301 (1975). <https://doi.org/10.1088/0029-5515/15/2/015>.
- [9] А. И. Мещеряков, И. Ю. Вафин, И. А. Гришина, *Физика плазмы* **47**, 22 (2021). DOI: 10.31857/S0367292120120057.
- [10] А. И. Мещеряков, И. Ю. Вафин, И. А. Гришина и др., *Физика плазмы* **43**, 497 (2017). <https://doi.org/10.1134/S1063780X17060113>.
- [11] А. И. Мещеряков, И. Ю. Вафин, И. А. Гришина, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **47**(1), 17 (2020). <https://doi.org/10.3103/S1068335620010042>.

Поступила в редакцию 20 января 2021 г.

После доработки 17 февраля 2021 г.

Принята к публикации 18 февраля 2021 г.