

УДК 533.9

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РОЛИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ НА ЭЛЕКТРОННОЕ ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ТОКАМАКАХ ИГНИТОР И ИТЭР

П.В. Минашин¹, А.Б. Кукушкин^{1,2}

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Проведён сравнительный анализ роли энергетических потерь на электронное циклотронное (ЭЦ) излучение в токамаках ИГНИТОР и ИТЭР. Исследование стимулировано необходимостью развития методов предсказательного моделирования базовых сценариев работы токамака ИГНИТОР с учётом уникального опыта так называемого интегрированного численного моделирования таких сценариев для токамака ИТЭР. Приведены результаты расчётов потерь на ЭЦ-излучение для имеющихся в литературе результатов расчёта различных режимов работы токамака ИГНИТОР. Показано, что несмотря на сильное магнитное поле по сравнению с крупными действующими токамаками и строящимся токамаком ИТЭР, потери на ЭЦ-излучение в токамаке ИГНИТОР не сильно влияют на локальный электронный энергобаланс и не создают препятствий для поддержания термоядерного горения. Сравнение роли потерь на ЭЦ-излучение в ИТЭР и ИГНИТОР проведено как для равновесной (максвелловской) функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС), так и для типичных ожидаемых отклонений ФРЭС от максвелловской.

Ключевые слова: электронное циклотронное излучение, токамак, ИГНИТОР, ИТЭР, радиационные потери.

COMPARATIVE ANALYSIS OF ELECTRON CYCLOTRON RADIATION POWER LOSSES IN TOKAMAKS IGNITOR AND ITER

P.V. Minashin¹, A.B. Kukushkin^{1,2}

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

A comparative analysis of the role of power losses on the electron cyclotron (EC) radiation in tokamaks IGNITOR and ITER is carried out. The analysis is stimulated by the quest for developing the methods of predictive modeling of reference scenarios of the IGNITOR tokamak operation with allowance for the advanced experience of the so called integrated numerical modeling of such scenarios for the ITER tokamak. The results for the EC power losses are presented for those regimes of IGNITOR operation which parameters are available in literature. It is shown that despite a strong magnetic field as compared with large operating tokamaks and under-construction ITER tokamak, the EC power losses in IGNITOR do not influence strongly the local electron energy balance and do not make a serious problem for a steady-state fusion burning. A comparison of the EC power losses in ITER and IGNITOR is carried out both for the equilibrium (Maxwellian) electron velocity distribution function (EVDF) and typical expected deviations of the EVDF from a Maxwellian.

Key words: electron cyclotron radiation, tokamak, IGNITOR, ITER, radiation losses.

ВВЕДЕНИЕ

Исходной целью токамака ИГНИТОР [1—4] является достижение условий зажигания термоядерной реакции в плазме только с помощью омического нагрева (или с минимальным использованием дополнительного нагрева). Достижение необходимой величины тороидального тока в плазме, обеспечивающего омический нагрев до термоядерных температур, требует использования сильного тороидального и полоидального магнитного поля, более чем в 2—4 раза превышающего соответственно тороидальное и полоидальное магнитное поле в традиционных токамаках. Это обстоятельство требует детального анализа влияния увеличения магнитного поля на выбор базовых сценариев работы токамака ИГНИТОР и оптимизацию основных параметров плазмы.

В настоящей статье мы представим результаты расчётов потерь на электронное циклотронное излучение (ЭЦИ), включая расчёты пространственных и спектральных характеристик потерь на ЭЦИ, для различных режимов работы токамаков ИГНИТОР и ИТЭР. Исследование стимулировано необходимостью развития методов предсказательного моделирования базовых сценариев работы токамака ИГНИТОР с учётом уникального опыта так называемого интегрированного численного моделирования таких сценариев для токамака ИТЭР (см., например, моделирование [5] с помощью общего транспортного кода АСТРА [6] и моделирование начальной стадии разряда с помощью общего транспортного кода ДИНА [7]). В таком анализе уместно использовать имеющиеся в литературе достаточно подробные результаты расчёта двух различных режимов работы токамака ИГНИТОР [8], полученные с помощью кода АСТРА. Целью

такого анализа должно стать выяснение того, может ли увеличение магнитного поля по сравнению с крупными действующими токамаками и строящимся токамаком ИТЭР повлиять на изменение роли потерь на ЭЦИ в локальном и полном энергобалансе плазмы в токамаке ИГНИТОР и будет ли это препятствием для поддержания термоядерного горения. Сравнение роли потерь на ЭЦИ в ИТЭР и ИГНИТОР уместно провести как для равновесной (максвелловской) функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС), так и для типичных ожидаемых отклонений ФРЭС от максвелловской.

СТАТУС РАСЧЁТОВ ПОТЕРЬ НА ЭЦИ В ТОКАМАКАХ-РЕАКТОРАХ

Перед изложением результатов сравнительного анализа роли энергетических потерь на ЭЦИ в токамаках ИГНИТОР и ИТЭР уместно осветить вопрос о статусе численного моделирования потерь на ЭЦИ в токамаках-реакторах, прежде всего в аспекте оценки точности численного моделирования путём сравнения результатов расчётов кодами, использующими разные методы для решения задачи переноса ЭЦИ (в зарубежной литературе такое сравнение в случае расчёта для одних и тех же входных параметров задачи принято называть бенчмаркингом).

Возможная значимость ЭЦИ в локальном электронном энергобалансе в «стационарных» режимах работы токамака ИТЭР с высокими температурами в центре плазмы [8, 9], а также в реакторе ДЕМО потребовала более аккуратного расчёта пространственного профиля плотности мощности потерь на ЭЦИ $P_{EC}(\rho)$, усреднённого по магнитным поверхностям (здесь радиальная переменная ρ — это квадратный корень из нормированного тороидального магнитного потока). При повышении температуры в центре плазмы до ~ 30 кэВ локальная мощность электронных циклотронных потерь становится немалой в сопоставлении с нагревом термоядерными α -частицами и почти сравнивается с дополнительным нагревом плазмы нейтральным пучком $P_{EC}(0) \cong 0,3P_{\alpha}(0) \cong P_{aux}(0)$ [10].

В работе [11] был проведён первый бенчмаркинг кодов для расчёта пространственного профиля потерь на ЭЦИ $P_{EC}(\rho)$, в бенчмаркинге участвовали коды CYTRAN [12], CYNEQ [13, 14] и EXACTEC [15]. Сравнение проводилось для широкого диапазона профилей температуры $T_e(\rho)$ и плотности $n_e(\rho)$, ожидаемых в токамаках-реакторах, но для однородного профиля магнитного поля $B(\rho) = \text{const}$, что отвечало решению задачи переноса ЭЦИ в магнитном поле, усреднённом по магнитной поверхности. Результаты сравнивались с предсказаниями более точного кода SNECTR [16] (сейчас он не используется), основанного на моделировании методом Монте-Карло процессов поглощения и испускания в осесимметричной тороидальной плазме. Бенчмаркинг показал хорошее совпадение результатов кодов в двух разных задачах: зеркальное отражение излучения в круглом цилиндре (SNECTR, EXACTEC) и диффузное отражение в любой геометрии или любой тип отражения излучения, но в торе некруглого поперечного сечения (SNECTR, CYTRAN, CYNEQ).

Следующим шагом в моделировании потерь на ЭЦИ стало создание кода RAYTEC [17], основанного на прямом интегрировании вдоль траектории ЭЦ-волн в торе, вместо использования аналитического решения задачи переноса ЭЦИ в круглом цилиндре с зеркальным отражением от стенок, как это реализовано этими же авторами в коде EXACTEC (отметим, что необходимость развития ранее уже существовавшей предварительной версии кода RAYTEC вместо модификации кода EXACTEC была осознана авторами [17] после бенчмаркинга [11]). Код RAYTEC использует двумерное (2D) пространственное распределение магнитного поля, но не учитывает влияние равновесия плазмы (в частности, сдвига Шафранова) на это распределение. Последние эффекты можно моделировать с помощью модифицированного кода CYNEQ [18], который позволяет учитывать 2D-геометрию магнитного поля $B(R, Z)$ (код CYNEQ-B(2D)) и практически с той же точностью может работать в качестве быстрого модуля CYNEQ-B(1D) в Автоматизированной системе для транспорта анализа (АСТРА) [6] при проведении самосогласованного 1.5D-моделирования плазмы (2D-равновесие и 1D-перенос) [10].

Следующим шагом стало сравнение в [19, 20] результатов расчётов различных кодов. Это позволило расширить бенчмаркинг [11] на случай неоднородных профилей магнитного поля $B(\rho)$, которые рассчитываются по результатам самосогласованного расчёта 2D-равновесия плазмы и 1D-транспорта. Этот бенчмаркинг включил сравнение кода CYNEQ с результатами кода RAYTEC для заданных профилей $T_e(\rho)$ и $n_e(\rho)$, а также сравнение с кодами CYTRAN и EXACTEC для профилей плазмы, включая профиль плотности тока, полученных при самосогласованном 1.5D-моделировании транспорта плазмы [9, 21, 22] с помощью кодов АСТРА и CRONOS [23] соответственно. Такое сравнение позволило оценить влияние эффектов равновесия плазмы

(сдвига Шафранова, 2D-профиля основных параметров плазмы) на профиль $P_{EC}(\rho)$. В результате бенчмаркинга [19, 20] было показано, что код SYNEQ-B(1D) по объединённому критерию точности и скорости вычислений представляется наиболее уместным для использования в самосогласованном 1.5D-моделировании эволюции разряда в токамаках-реакторах. Результаты расчётов именно этим кодом использованы нами для сравнительного анализа роли энергетических потерь на ЭЦИ в токамаках ИГНИТОР и ИТЭР.

ПОТЕРИ НА ЭЦИ В ТОКАМАКЕ ИГНИТОР

Первая попытка численного моделирования полных и локальных потерь на ЭЦИ в токамаке ИГНИТОР с учётом известных к тому времени эффектов результирующего поглощения ЭЦИ на периферии плазменного шнура [12, 16] была проделана в [13] для первой версии токамака ИГНИТОР (в [13] использован подход [24], позволивший обобщить и уточнить метод [12]).

Далее показана роль потерь на ЭЦИ для двух базовых режимов работы токамака ИГНИТОР [8]. Профили электронной температуры и плотности, а также полного (т.е. тороидального и полоидального) магнитного поля, усреднённого по магнитной поверхности, показаны на рис. 1. Отметим, что режим 2 близок к второму режиму в недавней работе [4] (см. табл. 1 в [4]; результаты для пространственных распределений основных параметров в [4] отсутствуют). Спектральная интенсивность выходящего ЭЦИ и мощность ЭЦ-потерь (полная и локальная) показаны на рис. 2.

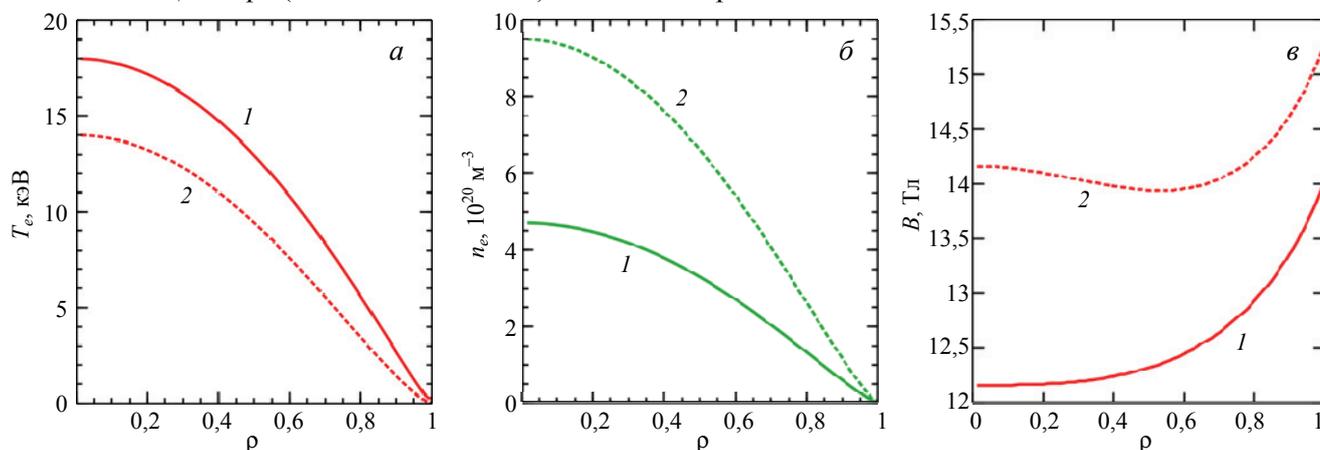


Рис. 1. Сравнение профилей электронной температуры (а), плотности (б) и $B(\rho)$ — полного, т.е. тороидального и полоидального магнитного поля, усреднённого по магнитной поверхности, как функций корня квадратного из нормированного тороидального потока магнитного поля ρ (в), в двух сценариях работы токамака ИГНИТОР с током плазмы $I_p = 7$ МА, вакуумным магнитным полем на оси тора $B_0 = 12$ Тл (сценарий 1) и $I_p = 11$ МА, $B_0 = 13$ Тл (сценарий 2), полученных в работе [8] с помощью самосогласованного моделирования кодом АСТРА. Профиль $B(\rho)$ восстановлен нами путём решения задачи равновесия при заданном профиле давления плазмы. Параметры токамака ИГНИТОР: большой радиус тора $R_0 = 1,3$ м, малый радиус тора $a = 0,47$ м, удлинение $k_{elong} = 1,8$

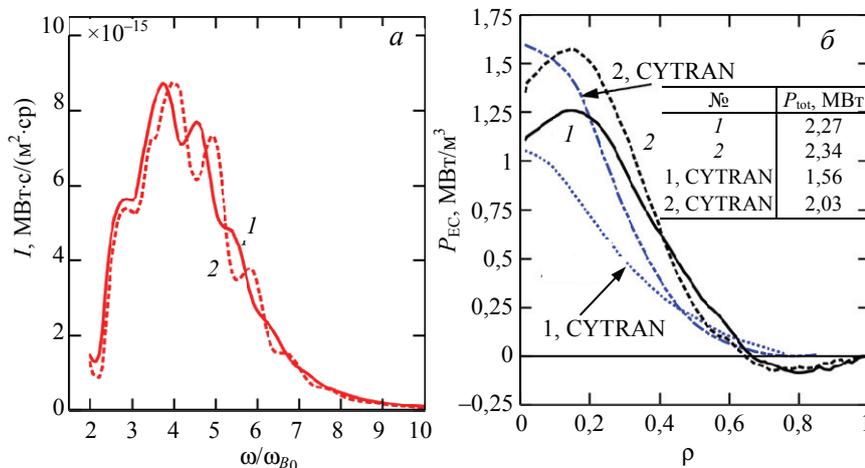


Рис. 2. Сравнение спектральной интенсивности выходящего излучения, дифференциальной по частоте и телесному углу (ω_{B0} — ЭЦ-частота в вакуумном магнитном поле B_0 на оси тора) (а), профилей плотности мощности потерь и полных (интегральных по объёму) потерь P_{tot} на ЭЦИ (б) в сценариях 1 и 2 работы ИГНИТОР (см. рис. 1). Расчёты проведены с помощью кода SYNEQ-B(1D) [20] (с учётом равновесия плазмы) для параметров плазмы, показанных на рис. 1. На рис. 2, б также приведены расчёты профиля $P_{EC}(\rho)$ кодом CYTRAN для однородного магнитного поля $B(\rho) = B_0$ из работы [8]. Коэффициент отражения излучения от стенок вакуумной камеры выбран равным $R_w = 0,6$

В моделировании сценариев разряда в ИГНИТОР в [8] для расчёта ЭЦ-потерь использован код CYTRAN [12], модифицированный для устранения расходимости профиля потерь в центре плазмы. Это, однако, не избавило код от неточности описания профиля потерь $P_{EC}(\rho)$. Различия результатов расчётов кодами SYNEQ-B(1D) и CYTRAN, показанное на рис. 2, б, для «стационарного» сценария ИГНИТОР аналогично различию результатов для «стационарного» сценария работы ИТЭР, рассчитанного в той

же работе (см. сравнение расчётов на рис. 9 в [20]). Различие связано с тем, что в CYNEQ-B(1D) профиль магнитного поля, усреднённого по магнитной поверхности, является неоднородным (в CYTRAN $B(\rho) = \text{const}$) и удовлетворяет условию равновесия плазмы.

Максимум плотности мощности потерь смещён по отношению к центру плазменного шнура, хотя там температура и плотность максимальны. Во-первых, кроме температуры и плотности, на результат влияет также и 1D-профиль магнитного поля $B(\rho)$, а оно в центре минимально (см. рис. 1, в). Во-вторых, если бы среда была однородна, то в центре у функции $P_{\text{EC}}(\rho)$ был бы минимум. Поэтому для профилей, платообразных в центре (или слабо неоднородных), имеем локальный минимум потерь в центре. Наличие такого смещения максимума, обнаруженное в расчётах кодом CYNEQ (ср. [11]), было подтверждено расчётами кода RAYTEC [17].

Для оценки роли ЭЦ-потерь в ИГНИТОР следует сравнить данные рис. 1, 2 с расчётами остальных компонентов энергобаланса (см. рис. 6, b и 6, c в [8]). Видно, что уточнение результатов для профиля ЭЦ-потерь не повлияло на роль ЭЦ-потерь, вытекающую из расчётов [8]: основными компонентами энергобаланса плазмы остаются нагрев электронов α -частицами и вынос тепла аномальной электронной теплопроводностью.

ПОТЕРИ НА ЭЦИ В ТОКАМАКЕ ИТЭР

Для сравнения приведённых результатов для ИГНИТОР с аналогичными результатами для ИТЭР на рис. 3 и 4 показаны результаты расчётов для двух режимов работы ИТЭР. Описание основных характеристик «индуктивного» режима дано в [25], «стационарного» — в [5, 20].

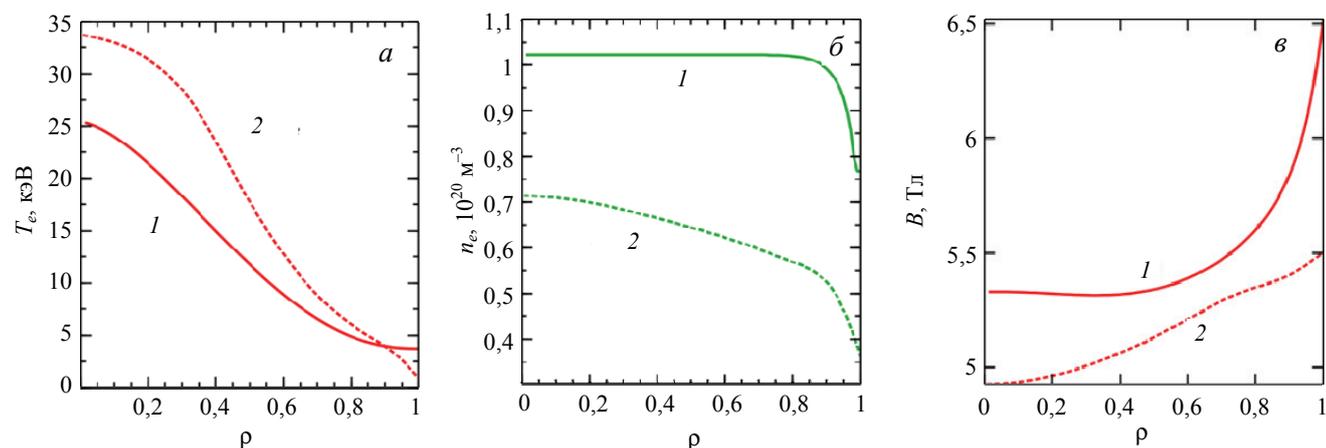


Рис. 3. Сравнение профилей электронной температуры (а), плотности (б) и полного магнитного поля, усреднённого по магнитной поверхности (в), в двух сценариях работы токамака ИТЭР: 1 — «индуктивном» [25] ($I_p = 15$ МА); 2 — «стационарном» [5] ($I_p = 9$ МА). Параметры токамака ИТЭР: большой радиус тора $R_0 = 6,2$ м, малый радиус тора $a = 2$ м, удлинение $k_{\text{elong}} = 1,9$. Вакуумное магнитное поле на оси тора $B_0 = 5,3$ Тл

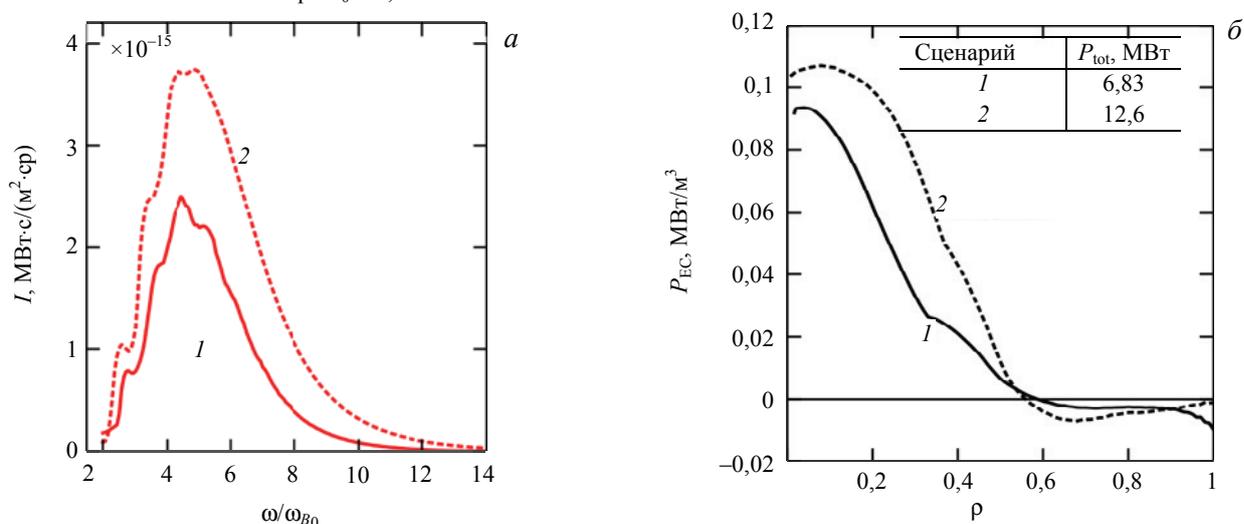


Рис. 4. Сравнение спектральной интенсивности выходящего излучения (а) и профилей плотности мощности потерь и полных потерь на ЭЦИ (б) (см. рис. 2) в «индуктивном» (1), «стационарном» (2) сценариях работы ИТЭР (см. рис. 3). Расчёты проведены с помощью кода CYNEQ-B(1D) [20] (с учётом равновесия плазмы) для профилей плазмы, показанных на рис. 3. Коэффициент отражения излучения от стенок вакуумной камеры выбран равным $R_w = 0,6$

На рис. 4 дано сравнение потерь в «индуктивном» и «стационарном» режимах ИТЭР (расчёты кодом SYNEQ-B(1D) для «индуктивного» сценария проведены впервые). В «индуктивном» режиме работы ИТЭР, как вытекает из результатов [25], роль ЭЦ-потерь невелика. Такой вывод справедлив и для «индуктивного» сценария ИТЭР по версии [8] (см. рис. 4, с). Ситуация резко меняется с ростом температуры электронов, предсказанным для «стационарных» режимов [8]. Подробный анализ роли ЭЦ-потерь в «стационарном» режиме [5] работы ИТЭР проведён в [10, 20]: в центре плазменного шнура потери на ЭЦИ в «стационарном» режиме работы ИТЭР сравниваются с дополнительным нагревом плазмы и составляют треть от нагрева α -частицами (см. рис. 3 в [20]). Существенным обстоятельством является то, что в этом случае для самосогласованного расчёта самого сценария требуется более аккуратный учёт локальных ЭЦ-потерь, ради которого код SYNEQ [13, 14] и был усовершенствован в [18, 20].

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ФРЭС НА ЭЦ-ПОТЕРИ В ИГНИТОР И ИТЭР

Влияние термодинамической неравновесности ФРЭС по скоростям на ЭЦ-потери анализировалось значительно реже по сравнению со случаем максвелловской плазмы. В работе [26] изучалось влияние изотропного немаксвелловского распределения надтепловых электронов на полную мощность ЭЦ-потерь, используя модификацию известной формулы Трубникова [27] для полных ЭЦ-потерь в плазме с однородными профилями температуры и плотности (обсуждение точности эвристического использования формулы Трубникова для описания пространственных профилей мощности ЭЦ-потерь в неоднородной плазме см. в [14, 17]). В работе [14] изучались потери на ЭЦИ для случая изотропной бимаксвелловской функции распределения надтепловых электронов по скоростям с их гауссовским распределением в пространстве. Работа [28] описывает модификацию кода RAYTEC [17] для учёта анизотропной немаксвелловской функции распределения надтепловых электронов по скоростям. Результаты [14, 28] для параметров, близких к ИТЭР, оказываются довольно близки для полных потерь и пространственных профилей, тогда как модель [26] даёт для полных потерь намного большие значения, что можно объяснить неточностью формулы Трубникова в случае неоднородной плазмы.

Проанализируем влияние неравновесности ФРЭС на пространственный профиль (т.е. плотность мощности) и полные (т.е. интегральные по объёму) потери на ЭЦИ в ИГНИТОР и ИТЭР. В этом анализе использованы модельные ФРЭС, описывающие отклонение от максвелловского распределения и качественно согласующиеся с результатами численного моделирования ЭЦ-нагрева плазмы в рамках релятивистской фоккер-планковской кинетики ФРЭС:

$$f_e(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = n_e(\rho) \left\{ \left[1 - \delta_{n_e}(\rho) \right] f_{\text{MAXW}}(\mathbf{p}, T_e(\rho)) + \delta_{n_e}(\rho) f_{\text{hot}}(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \right\}, \quad (1)$$

где электроны основного (фонового, теплового) компонента плазмы описываются релятивистским максвелловским распределением по импульсам $f_{\text{MAXW}}(\mathbf{p}, T_e)$, а модельная ФРЭС надтепловых электронов принята в виде, обобщающем релятивистское максвелловское распределение на случай анизотропии распределения электронов по параллельной и продольной (по отношению к магнитному полю) проекциям импульса электрона и переходящем в общепринятое нерелятивистское выражение для анизотропного максвелловского распределения с продольной и поперечной температурами (эти температуры имеют смысл средней кинетической энергии, связанной с определённой степенью свободы, только в нерелятивистском случае):

$$f_{\text{hot}}(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = A \exp \left[-m_e c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{p_{\perp}^2}{(m_e c)^2} + \frac{p_{\parallel}^2}{(m_e c)^2}} - 1 \right) \left(\frac{\sin^2 \theta_p}{T_{\perp}(\rho)} + \frac{\cos^2 \theta_p}{T_{\parallel}(\rho)} \right) \right], \quad (2)$$

где продольный и поперечный компоненты импульса p_{\parallel} и p_{\perp} связаны с полной энергией электрона E и питч-углом электронов следующими соотношениями:

$$\sqrt{1 + (p_{\perp}^2 + p_{\parallel}^2)/(m_e c)^2} = E/m_e c^2 \equiv \varepsilon, \quad \sin^2 \theta_p = (p_{\perp}/p)^2; \quad \cos^2 \theta_p = (p_{\parallel}/p)^2,$$

здесь A — нормировочный коэффициент, рассчитываемый численно интегрированием ФРЭС по импульсам.

Пространственное распределение плотности и продольной и поперечной температур надтепловых электронов взяты в виде гауссовского распределения

$$\delta_{n_e}(\rho) = \delta_{n_e}^{\max} \exp[-(\rho - \rho_0)^2/(\Delta\rho)^2]; \quad (3)$$

$$T_{\perp, \parallel}(\rho) = T_{\perp, \parallel}^{\max} \exp[-(\rho - \rho_0)^2/(\Delta\rho)^2], \quad (4)$$

в которых значения параметров ρ_0 , $\Delta\rho$ взяты из [5, 25].

Сравнение профилей плотности мощности результирующих ЭЦ-потерь проведено для трёх случаев (рис. 5, 6):

— неискажённой, фоновой ФРЭС — релятивистского максвелловского распределения по импульсам $f_{\text{MAXW}}(\mathbf{p}, T_e)$;

— ФРЭС по формуле (2) с надтепловыми электронами, изотропными по питч-углам, т.е. для $T_{\parallel}^{\max} = T_{\perp}^{\max}$ (изотропная бимакселловская ФРЭС) [29];

— ФРЭС по формуле (2) с надтепловыми электронами, анизотропными по питч-углам, т.е. для $T_{\parallel}^{\max} \neq T_{\perp}^{\max}$ (анизотропная бимакселловская ФРЭС).

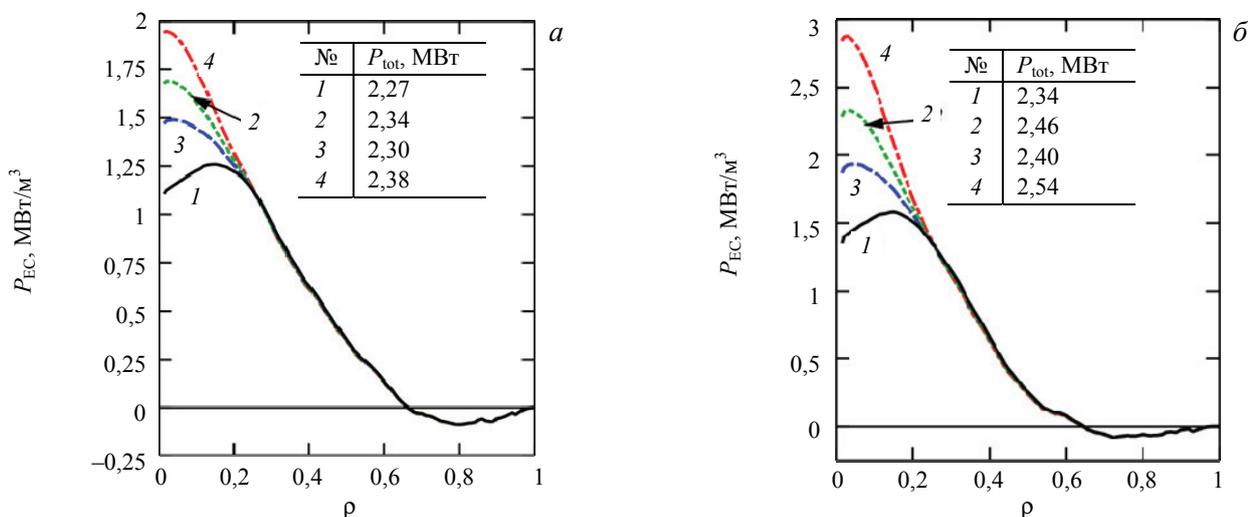


Рис. 5. Профиль мощности потерь на ЭЦИ $P_{\text{EC}}(\rho)$ и полные потери P_{tot} для режимов работы ИГНИТОР в сценарии 1 с $I_p = 7$ МА (а) и в сценарии 2 с $I_p = 11$ МА (б) для неискажённой ФРЭС с параметрами температуры и плотности основного компонента (1), ФРЭС с надтепловыми электронами, изотропными по питч-углам с $T_{\parallel}^{\max} = T_{\perp}^{\max} = 3T_e(0)$ кэВ (2), анизотропной бимакселловской ФРЭС с $T_{\parallel}^{\max} = 3T_e(0) + 10$ кэВ, $T_{\perp}^{\max} = 3T_e(0) - 10$ кэВ (3), анизотропной бимакселловской ФРЭС с $T_{\parallel}^{\max} = 3T_e(0) - 10$ кэВ, $T_{\perp}^{\max} = 3T_e(0) + 10$ кэВ (4). Пространственное распределение плотности δ и температур (продольной и поперечной) надтепловых электронов взято в виде гауссовского распределения, $\rho_0 = 0$, $\Delta\rho = 0,27$, $\delta_{n_e}^{\max} = 0,01$. Расчёты проведены кодом CYNEQ-B(1D)

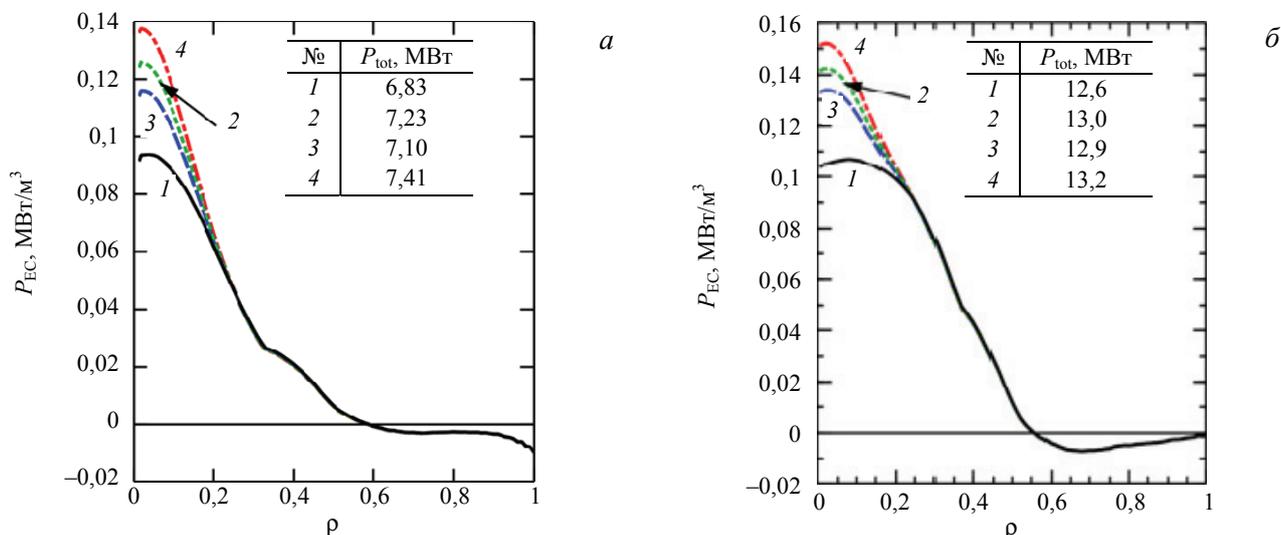


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для «индуктивного» (а) и «стационарного» (б) режима работы ИТЭР

ОБСУЖДЕНИЕ, ВЫВОДЫ

В настоящей работе проведён сравнительный анализ роли энергетических потерь на ЭЦИ в токамаках ИГНИТОР и ИТЭР. Для этого использованы результаты расчётов кодом SYNEQ [13, 14] по модифицированной версии SYNEQ-B(1D) [18], поскольку в результате бенчмаркинга [19, 20], обобщившего бенчмаркинг [11], было показано, что код SYNEQ-B(1D) по объединённому критерию точности и скорости вычислений представляется наиболее уместным для использования в самосогласованном 1.5D-моделировании эволюции разряда в токамаках-реакторах. Таким образом, достоверность полученных результатов основана на результатах верификации различных кодов путём их детального сравнения. Указанные бенчмаркинги были стимулированы ожидаемым повышением роли ЭЦ-потерь в «стационарных» режимах работы ИТЭР.

Хотя токамаки ИТЭР и ИГНИТОР существенно отличаются по многим основным параметрам, уместность сопоставления роли ЭЦ-потерь связана с тем, что термоядерная мотивация обоих проектов потребовала повышения магнитного поля по сравнению с действующими установками. Демонстрация термоядерного зажигания в ИГНИТОР основана на повышении плотности плазмы примерно на порядок величины по сравнению с действующими установками. Удержание плазмы с повышенным давлением требует повышения магнитного поля. Для реалистичных значений магнитного поля температура плазмы, поддающейся удержанию в ИГНИТОР, оказывается существенно ниже, чем в ИТЭР. Таким образом, диапазон значений основных параметров в ИГНИТОР задаётся исходной мотивацией термоядерного зажигания при относительно высокой плотности плазмы. Вопрос о том, как повлияет выбор этого пути на энергобаланс в плазме — в данном случае в аспекте роли потерь на ЭЦИ, представляет интерес для общей задачи оптимизации путей достижения термоядерного зажигания в магнитно-удерживаемой плазме.

В качестве базовых сценариев работы ИГНИТОР нами были выбраны два сценария, рассчитанные с помощью общего транспортного кода АСТРА и достаточно подробно описанные в [8]. Для ИТЭР расчёты проводились для «индуктивного» [25] и «стационарного» [5] сценариев. Потери на ЭЦИ рассчитывались кодом SYNEQ-B(1D) при расчёте профиля магнитного поля из условия равновесия плазмы. Основные результаты расчётов можно характеризовать следующим образом.

В ИГНИТОР спектральная интенсивность выходящего излучения и профиль плотности мощности ЭЦ-потерь обладают типичными свойствами, обнаруженными для токамаков-реакторов [16, 13, 8]: в спектре выходящего ЭЦИ основную роль играют высокие гармоники ЭЦ-частоты (для них см., например [27], плазма почти прозрачна, а испускание и поглощение ЭЦИ близко к вакуумному пределу); холодная периферия плазменного шнура оказывается интегрально поглотителем ЭЦИ, испускаемого горячим центром плазмы, что приводит к эффекту отрицательности профиля $P_{EC}(\rho)$ на краю шнура. Относительно новым свойством оказывается то, что в случае профиля температуры со слабо изменяющейся, почти плоской центральной частью имеется «провал» профиля ЭЦ-потерь в самом центре плазменного шнура, что вызвано достаточно высокой оптической толщиной этой «платообразной» части.

Расчёты ЭЦ-потерь в ИГНИТОР с помощью кода SYNEQ-B(1D) уточнили аналогичные расчёты кодом CYTRAN в [8]. Это уточнение, однако, не повлияло на роль ЭЦ-потерь, вытекающую из расчётов [8]: основными компонентами энергобаланса плазмы остаются нагрев электронов α -частицами и вынос тепла аномальной электронной теплопроводностью.

В «индуктивном» режиме работы ИТЭР, как вытекает из результатов [25], роль ЭЦ-потерь невелика. Ситуация резко меняется с ростом температуры электронов, предсказанным для «стационарных» режимов [8]. Самосогласованный расчёт «стационарного» сценария ИТЭР потребовал более аккуратного учёта локальных ЭЦ-потерь, ради которого код SYNEQ [13, 14] и был усовершенствован в [18, 20].

Для ожидаемых отклонений ФРЭС от равновесной (максвелловской) полные ЭЦ-потери изменяются достаточно слабо, а локальный рост плотности мощности в области этих отклонений не приводит к существенному возрастанию роли ЭЦ-потерь в локальном энергобалансе ввиду превалирования других компонентов (нагрев α -частицами, аномальная теплопроводность).

Таким образом, результаты проведённых расчётов показывают, что, несмотря на сильное магнитное поле, потери на ЭЦИ в токамаке ИГНИТОР не играют существенной роли в локальном электронном энергобалансе плазмы и не являются препятствием для достижения термоядерного зажигания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Coppi B., Airoidi A., Bombarda F., Genacchi G. et al.** — Nuclear Fusion, 2001, vol. 41, p. 1253.
2. **Airoidi A., Cenacchi G.** — Nuclear Fusion, 1997, vol. 37, p. 1117.
3. **Airoidi A., Cenacchi G.** — Nuclear Fusion, 2001, vol. 41, p. 687.
4. **Coppi B., Airoidi A., Albanese R., Ambrosino G. et al.** — Nuclear Fusion, 2013, vol. 53, p. 104013.
5. **Polevoi A.R., Medvedev S.Y., Casper T., Gribov Y.V. et al.** — In: Proc. of the 37th EPS Conf. on Plasma Physics. Dublin, Ireland, 2010, ECA, vol. 34A, P.2.187.
6. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** Report Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, IPP 5/98, 2002.
7. **Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** — J. of Computational Physics, 1993, vol. 109, p. 193.
8. **Albajar F., Bornatici M., Cortes G., Dies J. et al.** — Nuclear Fusion, 2005, vol. 45, p. 642.
9. **Houlberg W.A.** — Fusion Science and Technology, 2003, vol. 44, p. 519.
10. **Kukushkin A.B., Minashin P.V., Polevoi A.R.** — In: Proc. of the 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejon, South Korea, 2010, ITR/P1-34.
11. **Albajar F., Bornatici M., Engelmann F., Kukushkin A.B.** — Fusion Science and Technology, 2009, vol. 55, p. 76.
12. **Tamor S.** Report Science Applications, Inc., SAI-023-81-189LJ/LAPS-72, 1981.
13. **Kukushkin A.B.** — In: Proc. of the 14th IAEA Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Wuerzburg, Germany, 1992, IAEA, vol. 2, p. 35.
14. **Cherepanov K.V., Kukushkin A.B.** — In: Proc. of the 20th IAEA Fusion Energy Conf. Vilamoura, Portugal, 2004, TH/P6-56.
15. **Albajar F., Bornatici M., Engelmann F.** — Nuclear Fusion, 2002, vol. 42, p. 670.
16. **Tamor S.** — Nuclear Technology/Fusion, 1983, vol. 3, p. 293.
17. **Albajar F., Bornatici M., Engelmann F.** — Nuclear Fusion, 2009, vol. 49, p. 115017.
18. **Kukushkin A.B., Minashin P.V.** — In: Proc. of the 36th EPS Conf. on Plasma Physics. Sofia, Bulgaria, 2009, ECA, vol. 33E, P-4.136.
19. **Kukushkin A.B., Minashin P.V.** — In: Proc. of the 24th IAEA Fusion Energy Conf. San Diego, USA, 2012, TH/P6-25.
20. **Кукушкин А.Б., Минашин П.В., Полевой А.Р.** — Физика плазмы, 2012, т. 38, с. 211.
21. **Murakami M., Park J.M., Giruzzi G., Garcia J. et al.** — In: Proc. of the 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejon, South Korea, 2010, ITR/P1-35.
22. **Garcia J., Giruzzi G., Artaud J.F., Basiuk V. et al.** — Nuclear Fusion, 2008, vol. 48, p. 075007.
23. **Basiuk V., Artaud J.F., Imbeaux F., Litaudon X. et al.** — Nuclear Fusion, 2003, vol. 43, p. 822.
24. **Kukushkin A.B.** — Письма в ЖЭТФ, 1992, т. 56, с. 503.
25. **Polevoi A.R., Medvedev S.Y., Mukhovatov S.V., Kukushkin A.S. et al.** — J. of Plasma and Fusion Research SERIES, 2002, vol. 5, p. 82—87.
26. **Fidone I., Granata G., Giruzzi G., Mazzucato E.** — Nuclear Fusion, 1991, vol. 31, p. 2167.
27. **Трубников Б.А.** — Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. — М.: Атомиздат, 1973, вып. 7, с. 274.
28. **Albajar F., Bornatici M., Engelmann F.** — In: Proc. of the 16th Joint Workshop «Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating». Sanya, China, 2010, p. 215.
29. **Cherepanov K.V., Kukushkin A.B.** — In: Proc. of the 31st EPS Conf. on Plasma Physics. London, United Kingdom, 2004, ECA, vol. 28G, P-1.175.



Павел Вадимович Минашин,
с.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ «Курча-
товский институт», 123182
Москва, пл. Академика Курча-
това 1, Россия
Minashin_PV@nrcki.ru



Александр Борисович Кукуш-
кин, в.н.с., д.ф.-м.н., лауреат
премий им. И.В. Курчатова;
НИЦ «Курчатowski институт», 123182 Москва, пл. Ака-
демика Курчатова 1, Россия
Kukushkin_AB@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 23 октября 2014 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 4, с. 76—83.