

УДК 533.9

## ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ НИЖНЕГИБРИДНОГО ТОКА УВЛЕЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2

© 2022 г. С. И. Лашкул<sup>а,\*</sup>, А. Б. Алтухов<sup>а</sup>, А. Д. Гурченко<sup>а</sup>, Е. З. Гусаков<sup>а</sup>, В. В. Дьяченко<sup>а</sup>,  
Л. А. Есипов<sup>а</sup>, А. Н. Коновалов<sup>а</sup>, Д. В. Куприенко<sup>а</sup>, С. В. Шаталин<sup>а</sup>, А. Ю. Степанов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

\*e-mail: [Serguey.Lashkul@mail.ioffe.ru](mailto:Serguey.Lashkul@mail.ioffe.ru)

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

После доработки 21.01.2022 г.

Принята к публикации 25.01.2022 г.

В плазме токамака ФТ-2 проведены эксперименты по генерации нижегибридных токов увлечения (НГТУ) при длительности СВЧ-импульса  $\Delta t_{RF} \leq 20$  мс, перекрывающим весь квазистационарный участок плазменного тока  $I_{pl}(t) = 35$  кА. При относительно низких плотностях плазмы  $\langle n_e \rangle \sim (0.3 - 0.6) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  получены и проанализированы режимы полного замещения плазменного омического тока безындукционным НГТУ. В более плотной плазме при генерации НГТУ обнаружен эффект формирования режима улучшенного удержания энергии в центре плазменного шнура (Improved Core Confinement, ICC). Получены новые данные о пороге перехода в режим ICC и его зависимости от вводимой СВЧ-мощности. Проанализированы детали перехода в режим ICC для дейтериевой и водородной плазмы. Установлено, что наибольшая эффективность генерации НГТУ получена в дейтериевой плазме при  $\langle n_e \rangle \sim (1.3 - 1.4) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

**Ключевые слова:** генерация нижегибридных токов увлечения, эффективность генерации, изотопный эффект, улучшенное удержание тепла, диагностика

**DOI:** 10.31857/S0367292122200033

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В рамках развития наиболее оптимальных СВЧ-методов поддержания и формирования профиля квазистационарного тока в плазме, создаваемого в ходе реализации международного проекта ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) экспериментального термоядерного токамака – реактора активно рассматривается нижегибридный (НГ) диапазон СВЧ-волн [1]. Для осуществления режима генерации нижегибридного тока увлечения, НГТУ, (LHCD, Lower Hybrid Current Drive) в плазме токамака ITER выполнены расчеты, на основании которых предполагается применять СВЧ-генераторы с характерной частотой 5 ГГц и суммарной мощностью до 20 МВт. Эти результаты будут использованы в проектируемом китайском опытном термоядерном токамаке – реакторе CFETR (The China Engineering Fusion Test Reactor,  $R_0 = 7.2$  м,  $a = 2.2$  м,  $B_0 = 6.5$  Тл), где СВЧ-волны НГ-диапазона частот (4.6 ГГц, (20–30) МВт) предполагается использовать как один из основных источников поддержания и формирования плазменного тока [2]. В экспериментах на крупных токамаках Tore Supra, JET, Alcator C-Mod, EAST

[3, 4] продемонстрирована возможность длительной ( $\sim 1000$  с) генерации НГ-волн и безындукционного тока в плазме  $I_{pl}^{RF} \sim 1$  МА. Уровень СВЧ-мощности, вводимой в плазму токамака Tore Supra, достигал значения 10 МВт. Наибольшая эффективность генерации НГТУ, определяемая как  $\eta = I_{pl}^{RF} \langle n_e \rangle R / P_{RF} \sim 3 \times 10^{19} \text{ А} / (\text{Вт м}^2)$  при средней плотности плазмы  $\langle n_e \rangle \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , была получена в экспериментах на токамаке Alcator C-Mod [4]. На токамаках JET и FTU при плотностях плазмы близких к значениям  $n_e \approx 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , характерным для планируемых сценариев работы токамака-реактора ITER, была продемонстрирована возможность формирования уширенного профиля канала тока с помощью нижегибридного тока увлечения (НГТУ), что привело к снижению коэффициентов теплового переноса в плазме [2–4]. Тем ни менее, ряд вопросов, связанных с изучением взаимодействия НГ-волн с плазмой и эффективностью генерации НГТУ, остаются до сих пор еще не выясненными.

В Физико-техническом институте имени А.Ф. Иоффе РАН исследования по взаимодействию НГ-волн с высокотемпературной плазмой

ведутся на нескольких токамаках, включая относительно небольшую компактную установку ФТ-2 с пологой конфигурацией тороидальной вакуумной камеры  $R/a = 7$  ( $R$  – большой радиус и  $a$  – малый радиус камеры) и сильным тороидальным магнитным полем  $B_T \leq 3$  Тл [5–9]. Цель проведенных экспериментов состояла в исследовании характерных особенностей режимов полного или частичного замещения индукционного омического тока  $I_{pl}^{OH}$  безындукционным НГТУ в плазме токамака ФТ-2. В случае с частичным замещением индукционного тока  $I_{pl}^{OH}$  значительное внимание уделяется анализу данных, подтверждающих и уточняющих детали ранее обнаруженного перехода в режим улучшенного удержания энергии плазмы (Improved Core Confinement, ICC) в токамаке ФТ-2.

Статья состоит из шести разделов. После введения во втором разделе подробно описываются условия эксперимента по генерации НГТУ в плазме токамака ФТ-2. В 3-м разделе проанализированы особенности режимов полного и частичного замещения плазменного омического тока безындукционным НГТУ, наблюдаемым как при относительно низких значениях средней плотности плазмы  $\langle n_e \rangle \sim (0.3–0.6) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , так и при более высоких плотностях плазмы. Характерные особенности перехода в режим ICC при длительном  $\Delta t_{RF} \sim 20$  мс СВЧ-импульсе, перекрывающем весь квазистационарный участок плазменного тока, рассматриваются в 4 разд. Обсуждение и выводы приведены в 5 разд. статьи. Наиболее важные результаты работы сформулированы в 6-м заключительном разделе.

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Особенностью ФТ-2 является наличие толстого медного кожуха (в дополнение к управляющим виткам) для стабилизации равновесия плазменного шнура и подавления магнитно-гидродинамических (МГД) неустойчивостей в плазме, что позволяет проводить длительную экспериментальную серию из повторяющихся однотипных разрядов. Основные параметры токамака ФТ-2 таковы: большой радиус тороидальной камеры  $R = 0.55$  м, радиус круглой полой диафрагмы  $a = 0.08$  м, диапазон изменения значений плазменного индукционного омического тока в плазме, возбуждаемого магнитным потоком индуктора-трансформатора,  $I_{pl} = (19–40)$  кА, полная длительность разряда  $\Delta t_{pl} = 60$  мс, уровень мощности СВЧ-накачки  $P_{RF} = (20–200)$  кВт, длительность СВЧ-импульса  $\Delta t_{RF} = (5–20)$  мс. СВЧ-мощность на частоте  $f_0 = 920$  МГц вводилась на квазистационарной стадии разряда со стороны слабого магнитного поля с помощью

двухволноводного грилла, конструкция которого способствовала формированию двунаправленного пространственного спектра НГ-волн в тороидальной плазме токамака с максимумами энергии в области продольных замедлений  $N_z^{pic} = -(1.8–2)$ ;  $-(7–10)$ ;  $(2–6)$  и  $(18–22)$  [5]. Система электропитания токамака обеспечивала стабилизацию плазменного тока в условиях генерации безындукционного тока увлечения  $I_{RF}$ , что приводило к уменьшению напряжения на обходе плазменного шнура  $\Delta U_{pl}$  при генерации нижегибридного тока увлечения (НГТУ). По величине “подсадки” напряжения на обходе  $\Delta U_{pl}$  (передний спадающий во времени фронт изменения напряжения на обходе  $U_{pl}$ ) определялось значение возбуждаемого НГ-волнами тока увлечения  $I_{RF} = I_{OH} \Delta U_{pl} / U_{pl}$ . В ходе проводимых экспериментов была установлена важная роль синергетического эффекта связанного с взаимодействием между собой различных частей спектра  $N_z^{pic}$  вводимой СВЧ-волны для реализации эффективной генерации НГТУ [5, 6]. Параметры плазмы контролировались с помощью многопроходной лазерной диагностики томсоновского рассеяния (TS), анализатора атомов перезарядки (NPA, Nuclear Particle Analyzer), СВЧ-диагностики, 2 мм интерферометра, диагностик жесткого (HXR, Hard X-Ray) и мягкого (SXR, Soft X-Ray) рентгеновского излучения, оптической спектроскопии. Кроме того, использовался пояс Роговского для измерения плазменного тока, а также датчики равновесия плазменного шнура и МГД-зонды Мирнова. С помощью рентгеновского спектрометра, регистрирующего кванты HXR с энергией  $E_{H\gamma} > 0.2$  МэВ, и приемников синхротронного излучения определялись параметры надтепловых (Superthermal, ST) и убегающих электронов (УЭ) (Runaway Electrons, RA), возникающих при генерации НГТУ (LHCD) [7–9].

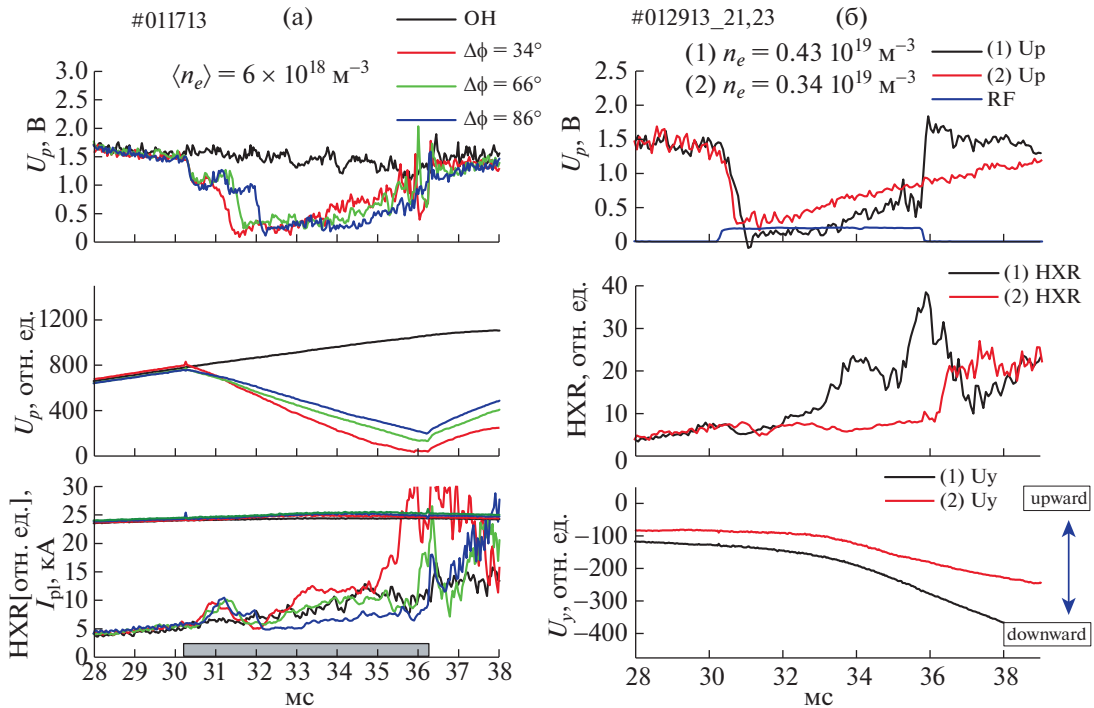
## 3. ЭФФЕКТ ПОЛНОГО И ЧАСТИЧНОГО ЗАМЕЩЕНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ОМИЧЕСКОГО ТОКА БЕЗЫНДУКЦИОННЫМ НГТУ

В результате проведенных исследований режим полного замещения плазменного омического тока  $I_{OH}$  безындукционным НГТУ  $I_{RF}$ , то есть  $I_{RF} \sim I_{OH} = 25$  кА удалось реализовать только при достаточно низких плотностях плазмы,  $\langle n_e \rangle \leq 0.6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , когда значительная часть омического тока переносилась надтепловыми и убегающими электронами. На рис. 1а представлены такие данные для плазмы с плотностью  $\langle n_e \rangle \approx 0.6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  при введении СВЧ-импульса мощностью  $P_{RF} = 70$  кВт. Фазовое “смещение” между волноводами грилла  $\Delta \phi$  менялось в пределах от

30° до 90°, что заметно влияло, в основном, на фронт “подсадки”  $\Delta U_{pl}$  и равновесное положение плазменного шнура  $U_R$ , и этим, возможно, определялся уровень жесткого рентгеновского излучения НХР. При этом итоговое падение  $U_{pl}$  практически не зависело от сдвигов фаз между волноводами. Наибольшая добавка в НХР соответствовала наибольшему смещению плазменного шнура наружу. При более низких средних плотностях плазмы  $\langle n_e \rangle \approx (0.3-0.4) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (разряд #012913) отмечались два разных режима, когда длительность безындукционного тока  $I_{RF}$  (длительность подсадки  $\Delta U_{pl}$ ) соответствовала длительности СВЧ-импульса (режим 1) или была на несколько миллисекунд продолжительнее (режим 2), рис. 1б. В режиме 2 при средней плотности плазмы  $\langle n_e \rangle = 0.34 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (разряд #012913\_21), как видно из рисунка 1б, после падения сигнала напряжения на обходе до уровня  $U_{pl} \sim 0.3 \text{ В}$  в начале СВЧ-импульса, далее с течением времени величина  $U_{pl}$  возвращалась к своему исходному значению, характерному для омического нагрева плазмы индукционным током (ОН), и продолжалось на несколько мс позже момента окончания СВЧ-импульса. При большей плотности плазмы  $\langle n_e \rangle = 0.43 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (разряд #012913\_23) длительность подсадки  $\Delta U_{pl}$  при генерации НГТУ всегда соответствовала длительности СВЧ-импульса (режим 1). В обоих случаях вводимая в плазму СВЧ-мощность составляла величину  $P_{RF} = 70 \text{ кВт}$ . Как видно из рис. 1б наблюдается определенное различие между двумя этими разрядами (#012913\_21) и (#012913\_23) в вертикальном положении плазменного шнура  $U_y$  и уровне излучения НХР ( $U_y$  и НХР – сигналы датчиков вертикального равновесия и жесткого рентгена для режимов (1) и (2), соответственно). Существенное отличие между этими режимами проявилось при анализе условий ввода СВЧ-мощности в каждом из двух волноводов грилла. Для этих двух режимов на рис. 2а и 2б сравниваются значения СВЧ-мощности  $P_{RF1in}$  и  $P_{RF2in}$ , введенные в камеру через каждый из двух волноводов грилла (RF1 и RF2) с учетом отраженных мощностей  $P_{RF1ref}$  и  $P_{RF2ref}$  соответственно. Здесь  $P_{RF1in} = P_{RF1} - P_{RF1ref}$  и  $P_{RF2in} = P_{RF2} - P_{RF2ref}$  соответственно. Отличие в сигналах введенной СВЧ-мощности в режимах 1 (#012913\_23) (а) и 2 (#012913\_21) (б) определяется, в том числе, уровнем отраженного сигнала. Суммарная мощность  $P_{\Sigma in} = P_{RF1in} + P_{RF2in}$  введенная в камеру обозначена на графиках синей линией. Как видно из приведенных данных, изначально в режиме 2 в плазму вводится большая СВЧ-мощность, чем в режиме 1. Но на 33-й мс разряда, в середине СВЧ-импульса, в волноводе RF2, расположенном ближе к диафрагме камеры, возникает пробой, шунтирующий один

из волноводов, что изменяет связь всей антенны с плазмой. Тем не менее, исходя из уже имеющих данных, можно сделать ряд оценок позволяющих объяснить разницу в механизме формирования НГ-тока увлечения между двумя этими режимами. При очень низкой плотности  $\langle n_e \rangle = 0.34 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  энергия надтепловых электронов  $W^{RF}$ , генерируемых в начале СВЧ-импульса, могла достигать величины, превышающей критическое значение энергии электронов  $W_c = 1.3n_e L_e / E_{pl}$ , (1) [10, 11], здесь  $W_c$ , эВ, плотность плазмы  $n_e$ ,  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $L_e$  – кулоновский логарифм и  $E_{pl} = U_{pl} / 2\pi R$ , В/см – вихревое тороидальное электрическое поле. При условии  $W^{RF} \geq W_c$  надтепловые электроны, ускоренные НГ-волной, уже в первой половине СВЧ-импульса, переходят в стадию убегания [10, 11]. На рис. 3 приводятся значения  $W_c$ , рассчитанные по формуле (1) для двух рассматриваемых случаев. Видно, что для режима 2 при плотности плазмы  $\langle n_e \rangle = 0.34 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  в начале СВЧ-импульса значение  $W_c \approx (7-8) \text{ кэВ}$  существенно меньше, чем в режиме 1. Приравнявая значения  $W^{RF} \approx W_c$ , можно оценить критическую скорость надтепловых электронов, которую им необходимо набрать для перехода в стадию убегания  $v_c = (2W_c / m_e)^{0.5} \geq (0.45-0.5) \times 10^8 \text{ м/сек}$ . В случае такого сформированного НГ-волной пучка убегających электронов, когда их характерная скорость больше критической скорости  $v \geq v_c$ , ни последующий пробой в одном из волноводов, ни окончание СВЧ-импульса уже существенно не влияло на время жизни электронного пучка. При большей плотности плазмы  $\langle n_e \rangle = 0.43 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , в режиме 1, для перехода в стадию убегания надтепловых электронов необходима уже и большая энергия  $W^{RF} \approx W_c \approx (16-18) \text{ кэВ}$ , и, соответственно, более высокая продольная критическая скорость электронов  $v_c \geq 0.8 \times 10^8 \text{ м/с}$ . Более того, в отсутствие остаточного вихревого электрического поля в плазме из-за падения напряжения на обходе  $U_{pl}$  почти до нулевого значения во время генерации НГТУ, надтепловые электроны, очевидно, не могли дополнительно ускоряться до критических скоростей.

Ориентируясь на значение критической скорости  $v_c \sim (0.45-0.5) \times 10^8 \text{ м/с}$ , рассчитанное для режима 2, и  $v_c \geq 0.8 \times 10^8 \text{ м/с}$  соответственно для режима 1, при которых происходит переход надтепловых электронов в стадию убегания, можно оценить эффективное продольное замедление НГ-волны накачки. Замедление волны определяется как  $N_{//eff}^{pic} = c/v_c \sim 6-7$  для режима 2, и  $N_{//eff}^{pic} = c/v_c \sim 3-4$  для режима 1, соответственно. Используемая антенная система замедления [5] обеспечивала при низкой средней плотности



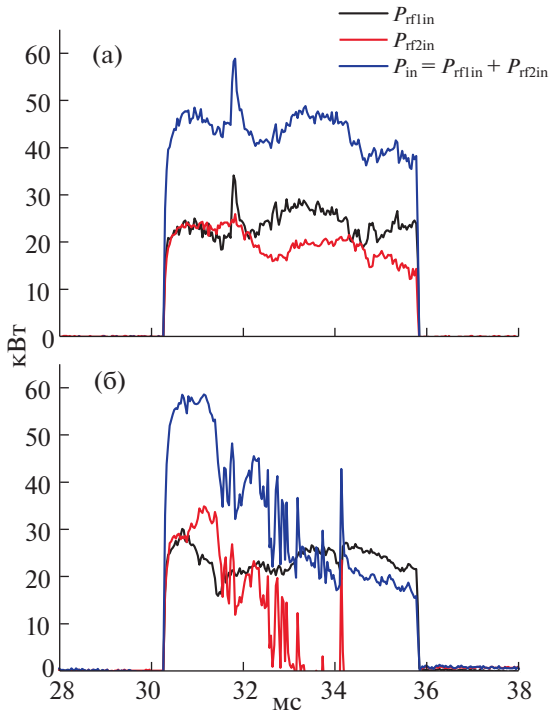
**Рис. 1.** Иллюстрация эффекта полного замещения плазменного омического тока безындукционным НГТУ. (а) Влияния “фазировки”  $\Delta\phi$  СВЧ-волны накачки на крутизну фронта подсадки  $\Delta U_{pl}$ . Здесь  $U_R$ , HXR и  $I_{pl}$  – сигналы с датчиков равновесия, жесткого рентгена и плазменного тока. (б) Сравнение двух разрядов с (1) длительностью генерации НГТУ соответствующей длительности ВЧ-импульса (режим 1, разряды #012913\_23,  $\langle n_e \rangle = 0.43 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и (2) с импульсом НГТУ (режим 2, разряд #012913\_21,  $\langle n_e \rangle = 0.34 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) (красная линия) более продолжительным, чем длительность СВЧ-импульса. На нижнем графике HXR и  $U_y$  – сигналы датчиков жесткого рентгена и вертикального равновесия для режимов (1) и (2), соответственно.

плазмы  $\langle n_e \rangle = 0.34 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  возможность в начале СВЧ-импульса при замедлении  $N_{||eff}^{pic} \sim 6-7$  достаточно большой группе надтепловых электронов достижения критической скорости  $v_c = (0.45-0.5) \times 10^8 \text{ м/сек}$ , необходимой для перехода в стадию убегания. В разрядах с большей плотностью плазмы при  $\langle n_e \rangle = 0.43 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (и несколько выше), продольная энергия и скорость надтепловых электронов, генерируемые НГ-волной, оказываются меньше критических значений:  $W_c \approx (16-18) \text{ кэВ}$  и  $v_c \geq 0.8 \times 10^8 \text{ м/сек}$ , соответственно. Поэтому, в режиме 1 длительность НГ безындукционного тока увлечения определялась только длительностью СВЧ-импульса, генерирующего надтепловые электроны.

С другой стороны, приведенные на рис. 1 данные также показывают, что при генерации НГТУ взаимодействие высокоэнергичных электронов с диафрагмой и стенкой камеры может, как увеличиваться, так и уменьшаться, что, по-видимому, определяется равновесным положением плазменного шнура в магнитной конфигурации токамака ФТ-2. Как показано на рис. 1а, при генера-

ции НГТУ, падение сигнала HXR ниже значения, регистрируемое при омическом нагреве плазмы (ОН), наблюдается только при фазовом сдвиге  $\Delta\phi \sim 90^\circ$ . На подобную возможность взаимодействия пучка убегающих электронов с диафрагмой и стенкой камеры при генерации НГТУ, обращалось внимание в экспериментах на ряде других установок, например, на токамаке HL-2A [12]. Здесь при анализе различных условий генерации надтепловых электронов при возбуждении НГТУ, отмечалась возможность как подавления жесткого рентгеновского излучения HXR высокоэнергичных электронов, так и, наоборот, его роста, когда генерируемые в течение СВЧ-импульса надтепловые электроны становились убегающими при превышении критической скорости.

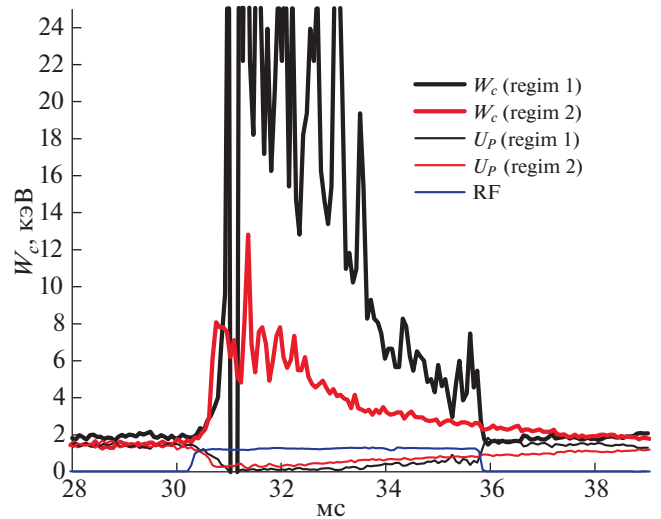
Таким образом, в экспериментах в плазме токамака ФТ-2 в режиме полного замещения плазменного омического тока безындукционным НГТУ обнаружены условия (режим 2), когда время жизни ускоренного нижегибридными волнами пучка надтепловых электронов, переносящих плазменный ток, может определяться уже не механизмами взаимодействия электронов с



**Рис. 2.** Временная эволюция СВЧ-мощностей  $P_{RF1in}$  и  $P_{RF2in}$ , вошедших в камеру через каждый из волноводов RF1 и RF2 двухволноводного грилла (а) в режиме 1 и (б) в режиме 2. Синим цветом обозначена суммарная мощность СВЧ-накачки  $P_{\Sigma in} = P_{RF1in} + P_{RF2in}$ .

НГ-волной, а условиями, определяющими время жизни убегających электронов в плазме токамака ФТ-2 [11]. При этом, в силу большего, чем в режиме 1, смещения плазменного шнура внутрь по большому радиусу тора  $R$ , отмечается уменьшение взаимодействия высокоэнергичных электронов с диафрагмой и стенкой камеры, что отражается также в уменьшении уровня сигнала НХР.

В эксперименте по генерации безындукционного НГТУ при более высоких значениях плотности плазмы и токов ( $\langle n_e \rangle \sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $I_{OH} = 25\text{--}35 \text{ кА}$ ) отмечалось только частичное замещение омического тока  $I_{OH}$  безындукционным током  $I_{RF} \approx (0.2\text{--}0.4)I_{OH}$ , [5, 13–15]. Влияние фазового сдвига  $\Delta\phi$  между рупорами двух волноводов грилла на эффективность НГТУ наблюдалось вплоть до значений плотности плазмы  $\langle n_e \rangle \approx 2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  [5]. Рекордное значение эффективности генерации НГТУ  $\eta_{CD} = I_{LHCD} \langle n_e \rangle R / P_{RF} = 0.4 \times 10^{19} \text{ А/Вт м}^2$  было получено в дейтериевой плазме (D-плазме) при значениях средней плотности  $\langle n_e \rangle = (1.2\text{--}1.8) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и при фазовом сдвиге волноводов  $\Delta\phi = \pi/2$  [13]. В водородной плазме (H-плазме) эффективность  $\eta_{CD}$  была примерно в 2 раза ниже. Следует отметить, что достигнутая величина эф-



**Рис. 3.** Значения критической энергии электронов при переходе в стадию убегания  $W_c$  для режимов генерации НГТУ: режим 1 (черная линия) и режим 2 (красная). Синим цветом отмечен СВЧ-импульс.

фективности  $\eta_{CD} = 0.4 \times 10^{19} \text{ А/Вт} \cdot \text{м}^2$  при средней температуре электронов  $\langle T_e \rangle = (300\text{--}350) \text{ эВ}$  плазмы соответствовала обобщенному скэйлингу  $\eta_{CD}(\langle T_e \rangle)$ , построенному по данным других токамаков, и приведенному к  $Z_{eff} = 1$  согласно соотношению  $\eta_{CD}(z_{eff} = 1) = \eta_{CD} \frac{(z_{eff} + 5)}{6}$  [16].

#### 4. ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДА В РЕЖИМ ИСС ПРИ ДЛИТЕЛЬНОСТИ 19.5 мс ИМПУЛЬСА НГТУ

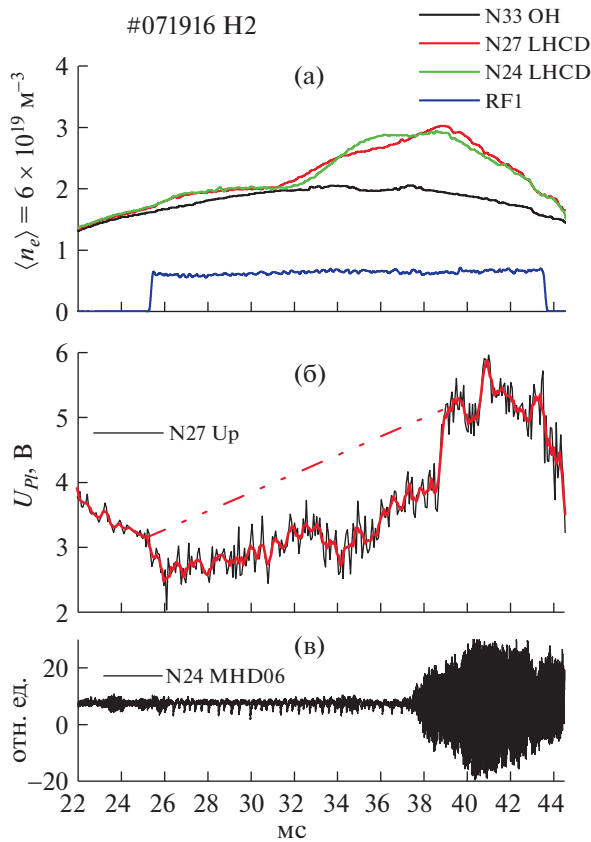
Температура заряженных частиц плазмы в режиме омического нагрева при средней плотности  $\langle n_e \rangle = (1.2\text{--}1.8) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и при относительно большом для данной установки плазменном токе  $I_{pl} \approx 35 \text{ кА}$  составляли: центральная электронная температура  $T_e(r = 0 \text{ см}) \approx (500\text{--}600) \text{ эВ}$  и ионная температура  $T_i(r = 0 \text{ см}) \approx (200\text{--}300) \text{ эВ}$ . Генерируемый НГ-волнами безындукционный ток увлечения в плазме был на уровне 20% от тока омического нагрева  $I_{RF} \sim 0.2 I_{OH}$ , и формировался надтепловыми электронами, энергия которых во время действия СВЧ-импульса не достигала критического значения  $W_c \approx 50 \text{ кэВ}$ , необходимого при этих величинах плотности плазмы для перехода надтепловой части электронов в стадию убегания. К сожалению, на установке пока нет возможности прямых измерений энергии надтепловых электронов, генерируемых в плазме во время СВЧ-импульса. Тем не менее, сразу после окон-

чания СВЧ-импульса ( $\Delta t_{RF} = 8$  мсек), когда  $U_{pl}$  уже возросло и вернулось к исходному характерному для ОН значению, удалось с помощью диагностики жесткого рентгеновского излучения НХР, регистрирующей кванты с энергией  $E_{H\gamma} > 0.2$  МэВ, обнаружить появление дополнительной группы убегающих электронов с энергией  $W \sim (0.2-0.5)$  МэВ [7–9]. Их появление, по-видимому, было обусловлено генерацией надтепловых электронов при НГТУ. Поскольку за время действия СВЧ-импульса  $\Delta t_{RF} \leq 20$  мсек пучки высокоэнергичных электронов с энергией  $W \geq 50$  кэВ практически не термолизуются, то при генерации НГТУ эффективность омического нагрева плазмы падала, что обуславливало охлаждение плазменного шнура. Вместе с тем, переносимый надтепловыми электронами ток формировал более широкий профиль канала плазменного тока [14, 15]. Такое заключение было основано на результатах модельных расчетов, полученных с помощью кода АСТРА, и качественно подтвердилось измерениями мягкого рентгеновского излучения SXR [15]. Уширение профиля тока во время СВЧ-импульса приводило к изменению магнитного шира  $s$  и образованию в центре плазменного шнура области с низкими значениями  $s \sim 0$ , что способствовало переходу в режим улучшенного удержания энергии плазмы (Improved Core Confinement, ICC). Этим эффектом объяснялся рост плотности и наблюдаемый дополнительный центральный нагрев плазмы за счет остаточного омического тока [13, 14]. Как было ранее установлено, возникновение перехода в режим ICC при НГТУ определялось уровнем вводимой в плазму СВЧ-мощности  $P_{RF}$ . Впервые такой пороговый характер перехода наблюдался при средней плотности  $\langle n_e \rangle \sim (1.2-1.8) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  в дейтериевой плазме (D-плазме) в экспериментах при СВЧ-импульсе сравнительно небольшой длительности  $\Delta t_{RF} \sim 8$  мс [14].

Для уточнения данных, полученных ранее при генерации НГТУ относительно коротким СВЧ-импульсом  $\Delta t_{RF} \approx 8$  мс в D-плазме, была проведена серия экспериментов в водородной плазме (H-плазме). Здесь использовался более продолжительный СВЧ-импульс длительностью  $\Delta t_{RF} = 19.5$  мс, который практически перекрывал весь квазистационарный участок плазменного индукционного тока  $I_{pl}(t) = 35$  кА. Рисунки 4 и 5 иллюстрируют характерные особенности изменения напряжения на обходе  $U_{pl}$  и параметров плазменного шнура в центре  $T_e(y = 0 \text{ см}, t)$ ,  $n_e(y = 0 \text{ см}, t)$ , которые регистрировались в экспериментах при генерации НГТУ при длительности СВЧ-импульса  $\Delta t_{RF} = 19.5$  мс. Координата  $y = 0$  см — соответствует точке пересечения вертикального зондирующего лазерного луча с экваториальной плоскостью, проходящей через центр

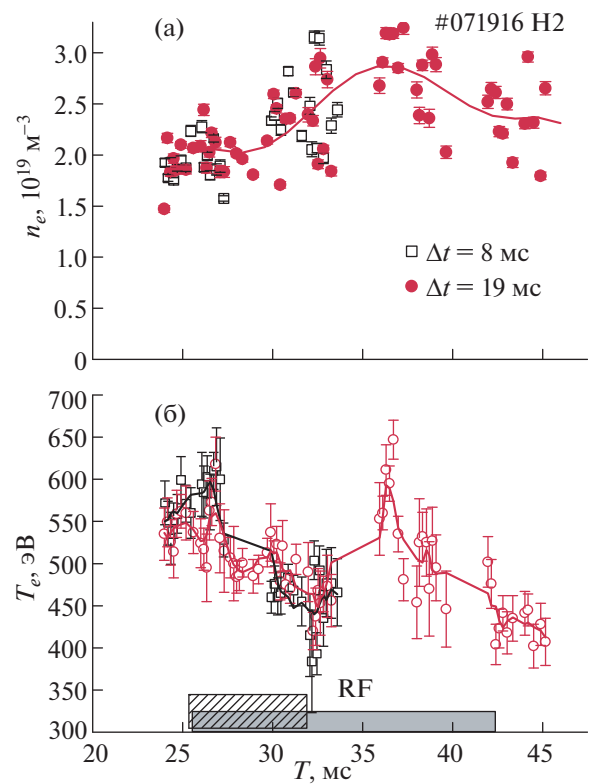
плазменного шнура. Импульсное СВЧ-излучение мощностью  $P_{RF} = 67$  кВт инжектировалось в плазму омического нагрева с плотностью  $\langle n_e \rangle = 1.6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Как видно из рис. 4, величина НГТУ составляла 25% от величины индукционного плазменного тока  $I_{LHCD} = (\Delta U_{pl}/U_{pl})I_{pl} = 0.25I_{pl}$ . Согласно результатам лазерных (TS) измерений, представленных на рис. 5, на начальном этапе действия СВЧ-импульса длительностью 19.5 мс (красные точки), также как и при длительности СВЧ-импульса  $\Delta t_{RF} = \sim 8$  мс (черные точки), наблюдается охлаждение электронов от значения температуры 570 эВ до 450 эВ. Как уже отмечалось, это происходит в силу того, что часть тока омического нагрева  $I_{OH}$  замещается безындукционным током  $I_{LHCD}$ , переносимым высокоэнергичными надтепловыми электронами [15]. Но уже к 32-й миллисекунде в плазменном шнуре в результате уширения канала тока формировались условия для перехода в режим ICC, что приводило к росту температуры и плотности плазмы. Как видно из данных, представленных из рис. 4 и 5, рост плотности происходил не сразу при включении СВЧ-импульса (на 25-й мс разряда), а спонтанно, начиная с 32-й мс разряда. Примерно с этого момента, согласно данным лазерной диагностики (TS), начинают расти электронная температура  $T_e$  и плотность плазмы  $n_e$  в центре плазменного шнура. Температура электронов в случае более длинного СВЧ-импульса  $\Delta t_{RF} = 19.5$  мс увеличивается с 450 эВ до 650 эВ, а плотность плазмы с  $1.4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  до  $3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . На сигнале  $U_{pl}$  в момент ICC перехода (32-я мс разряда) наблюдается дополнительный “провал”  $\Delta U_{pl}$ , который, по-видимому, связан с разогревом электронной компоненты плазмы. Наклонный характер временного хода  $U_{pl}$ , наблюдаемый при генерации НГТУ, объясняется ростом  $Z_{eff}$  в плазме, который связан, по-видимому, с улучшением удержания частиц в плазме токамака при генерации НГТУ. Эффекты, связанные с ростом  $Z_{eff}$ , анализировались более подробно при описании режима генерации НГТУ и при переходе в режим ICC в D-плазме в работе [15]. Для правильного сопоставления данных экспериментов и расчетов на рис. 4 штрихпунктирной линией показан результат моделирования с помощью кода АСТРА нарастания во времени величины  $U_{pl}$ , но только в режиме омического нагрева при росте  $Z_{eff}$ , что соответствует зарегистрированному росту  $Z_{eff}$ , происходящему в ходе экспериментов по генерации НГТУ.

Таким образом, на установке токамак ФТ-2 в экспериментах в H-плазме так же, как и в D-плазме [15], наблюдался переход в режим ICC в условиях НГТУ. Пороговый характер такого перехода в H-плазме при СВЧ-импульсе длительностью  $\Delta t_{RF} = 8$  мс проиллюстрирован на рис. 6 и 7. При



**Рис. 4.** а) Изменение плотности плазмы  $\langle n_e \rangle$  при генерации НГТУ в разрядах № 27 и № 24 экспериментальной серии #071916 при длительности СВЧ-импульса 19.5мс мощностью  $P_{RF} = 67$  кВт, в сравнении с плотностью в омическом разряде №33. б) Подсадка на напряжении обхода  $U_{pl}$  при генерации НГТУ в разряде № 27. Штрихпунктирной линией показан результат моделирования с помощью кода АСТРА изменения  $U_{pl}$  в режиме ОН при росте  $Z_{eff}$ , аналогичном НГТУ. в) сигнал с одного из магнитных зондов (МНД № 06) в разряде № 24.

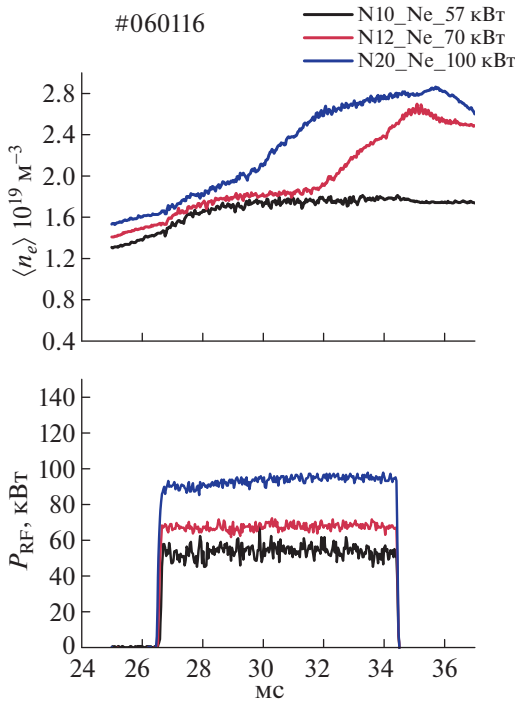
относительно небольшой СВЧ-мощности  $P_{RF} = 57$  кВт такого перехода нет. С увеличением СВЧ-мощности  $P_{RF}$  до (67–70) кВт на 32-й мс разряда наблюдается спонтанный рост плотности и температуры плазмы, объясняемый переходом в режим улучшенного удержания ИСС. При дальнейшем росте СВЧ-мощности накачки до  $P_{RF} \approx 100$  кВт такой переход в режим ИСС смещается ближе к началу СВЧ-импульса на 30-ю мс. Прекращение генерации НГТУ (рис. 4б) и режима ИСС, наблюдаемого по спаду электронной температуры  $T_e$  и плотности  $n_e$  плазмы еще до окончания СВЧ-импульса (рис. 4а), совпадает с началом раскачки интенсивных МГД-колебаний, представленных на рис. 4с, где приводится сигнал с одного из пяти поперечно разнесенных МГД-зондов Мирнова.



**Рис. 5.** Изменения электронной температуры  $T_e(y = 0 \text{ см}, t)$  и плотности плазмы  $n_e(y = 0 \text{ см}, t)$  при вводе в плазму СВЧ-мощности для длительностей импульсов 8 мс (черные точки) и 19 мс (красные точки) в центре плазменного шнура ( $y = 0 \text{ см}$ ). Данные получены в эксперименте при генерации НГТУ в Н-плазме.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

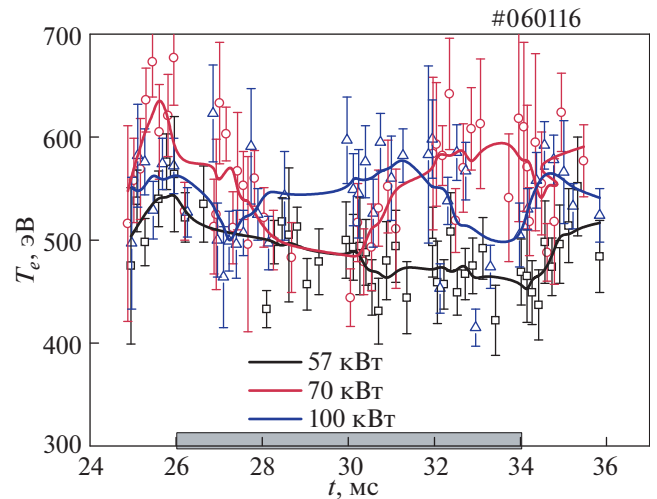
Таким образом, в случае полного замещения омического тока  $I_{OH}$  в плазме токамака ФТ-2 безындукционным током увлечения  $I_{RF} \approx I_{OH}$  при средней плотности плазмы  $\langle n_e \rangle = 0.34 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  был обнаружен режим, при котором в начале СВЧ-импульса надтепловые электроны, генерируемые нижегибридной волной, набирали скорость выше критической  $v_c$  и становились убегающими электронами. Время жизни возбужденного НГ-волной пучка ускоренных электронов, создающий плазменный ток увлечения, определялось уже не механизмами их взаимодействия с НГ-волной, а условиями, определяющими время жизни убегающих электронов в плазме токамака ФТ-2 [11]. В этом случае безындукционный плазменный ток, обусловленный убегающими электронами, может длиться и после окончания СВЧ-импульса. Этот режим сравнивается с режимом с несколько большей начальной средней плотности плазмы  $\langle n_e \rangle = 0.43 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , где надтепловые электроны, генерируемые НГ-волной,



**Рис. 6.** Изменения во времени средней плотности плазмы при различных уровнях мощности СВЧ-накачки: 57 кВт (черная линия), 70 кВт (красная) и 100 кВт (синяя).

уже не могли стать убегающими, так как их продольная скорость была уже меньше критической  $v_c$ . В отсутствие остаточного вихревого электрического поля в плазме (из-за падения напряжения на обходе  $U_{pl}$  до малого значения 0.3 В) надтепловые электроны не могли дополнительно набрать необходимую критическую энергию, поэтому длительность НГТУ, как и во всех других экспериментах с относительно более высокой плотностью, определялась длительностью СВЧ-импульса.

В ходе исследования эффективности взаимодействия НГ-волн с плазмой значительное внимание уделялось экспериментам по генерации НГТУ в плазме с более высокой средней плотностью ( $\langle n_e \rangle \sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ), когда наблюдалось только частичное замещение омического тока  $I_{OH}$  безындукционным током увлечения  $I_{RF} \approx (0.2-0.4)I_{OH}$ , [5, 13]. Отмечается, что рекордное значение эффективности генерации НГТУ  $\eta_{CD} = I_{LHCD} \langle n_e \rangle R / P_{RF} = 0.4 \times 10^{19} \text{ А/Вт м}^2$  было получено именно в этих экспериментах в дейтериевой плазме (D-плазме) при средней плотности плазмы  $\langle n_e \rangle = (1.2-1.8) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и электронной температуре  $\langle T_e \rangle = (300-350) \text{ эВ}$  [13, 14]. Оказалось, что эти данные вполне соответствовали обобщенному скэйлингу эффективности  $\eta_{CD}^* (\langle T_e \rangle)$ , постро-



**Рис. 7.** Изменения во времени центральной электронной температуры плазмы, измеренной с помощью лазерной TS-диагностики при различных уровнях мощности СВЧ-накачки: 57 кВт (черная линия), 70 кВт (красная) и 100 кВт (синяя линия).

енному по данным других токамаков [16]. Рассматриваемый обобщенный скэйлинг был получен с помощью линейного регрессивного анализа эффективности генерации токов увлечения для целой группы токамаков, в том числе и китайского токамака НТ-7, построенного на основе перемещенного российского токамака со сверхпроводящими обмотками Т-7 [17]. В этом смысле интересно сравнение значений эффективности генерации токов замещения  $\eta_{CD}$ , полученных в плазме токамака ФТ-2 с результатами экспериментов по генерации НГТУ, полученными ранее на токамаке Т-7. В этих экспериментах в плазме токамака Т-7 режим полного замещения индукционного тока безындукционным НГТУ наблюдался также при очень низких средних плотностях плазмы  $\langle n_e \rangle \sim 0.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . В режим убегания надтепловые электроны переходили только после отключения СВЧ-импульса при росте напряжения на обходе  $U_{pl}$ . Существенное отличие связано с более заметным влиянием на эффективность генерации НГТУ сдвига фаз  $\Delta\phi$  между волноводами грилла. Несмотря на то, что в работе [17] не приводятся значения эффективности генерации НГТУ  $\eta_{CD}^* (\langle T_e \rangle)$ , на основании приведенных данных (см. рис. 2 в [17]) такие оценки можно сделать. Так для плотности плазмы  $\langle n_e \rangle \sim 0.45 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  значение эффективности  $\eta_{CD}^* (\langle T_e \rangle) = 0.9 \times 10^{19} \text{ А/Вт м}^2$  оказалось примерно в 2 раза больше, чем на токамаке ФТ-2. Такое отличие вполне вписывается в обобщенный скэйлинг [16], поскольку средняя электронная температура



$\langle T_e \rangle = (500-600)$  эВ плазмы токамака Т-7 была в 2 раза выше температуры плазмы токамака ФТ-2.

В развитии экспериментов по генерации НГТУ в D-плазме были проведены эксперименты в H-плазме с СВЧ-импульсом  $\Delta t_{RF} = 19.5$  мс, длительность которого перекрывала весь квазистационарный участок плазменного тока  $I_{pl}(t) = 35$  кА. Подтвержден эффект формирования режима улучшенного удержания энергии (ИСС) в H-плазме при НГТУ, ранее обнаруженный в D-плазме [13–15]. Согласно проведенному в этих работах моделированию и анализу экспериментальных данных SXR-диагностики [15], уширение профиля тока при генерации НГТУ во время СВЧ-импульса приводило к изменению магнитного шира  $s$  плазменного тока и образованию в центре плазменного шнура области с низкими значениями магнитного шира  $s \sim 0$ . По-видимому, это явление, обуславливало переход в режим улучшенного удержания энергии плазмы (ИСС), при котором за счет остаточного тока омического нагрева наблюдался дополнительный центральный нагрев плазмы. В экспериментах в H-плазме получены новые данные о величине пороговой СВЧ-мощности  $P_{RF}$ , при которой происходит переход в режим ИСС (рис. 6 и 7). Показано, что прекращение генерации НГТУ раньше окончания СВЧ-импульса определялось началом раскочки интенсивных МГД-колебаний. Результаты анализа изменений в структуре МГД-колебаний при генерации НГТУ будут представлены в другой уже подготовленной для публикации статье.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах на токамаке ФТ-2 при средней плотности плазмы менее  $0.6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  удалось реализовать условия полного замещения индукционного тока неиндукционным током, генерируемым с помощью нижегибридных волн, возбуждаемых в плазме импульсным СВЧ-излучением. В режиме полного замещения плазменного омического тока безындукционным НГТУ обнаружены условия (режим 2), когда время жизни ускоренного нижегибридными волнами пучка надтепловых электронов, переносящих плазменный ток, может определяться уже не механизмами взаимодействия с НГ-волнами, а условиями, определяющими время жизни убегающих электронов в плазме токамака [11].

В экспериментах по генерации НГТУ при средней плотности плазмы, превышающих значение  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ , наблюдалось только частичное замещение омического тока неиндукционным током увлечения. Рекордное значение эффективности генерации НГТУ  $\eta_{CD} = I_{LHCD}/\langle n_e \rangle R/P_{RF} = 0.4 \times 10^{19} \text{ А/Вт м}^2$  для токамака ФТ-2 было получено

в экспериментах с дейтериевой плазмой (D-плазмой) [5, 13].

Подтвержден эффект формирования режима улучшенного удержания энергии (ИСС) в H-плазме при генерации НГТУ, ранее обнаруженный в D-плазме [13–15]. В H-плазме при длительности импульса СВЧ-излучения  $\Delta t_{RF} \approx 20$  мс получены новые данные о пороговой СВЧ-мощности  $P_{RF}$  для перехода в режим ИСС.

Функционирование токамака ФТ-2 и исследования перехода плазмы в режим улучшенного удержания ИСС (разд. 4, 5) поддержаны в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0040-2019-0023; эксперименты по генерации тока при низкой плотности плазмы (разд. 2, 3) выполнены в рамках государственного контракта 0034-2021-0001.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hoang G.T., Bécoulet A., Jacquinet J., Artaud J.F., Bae Y.S., Beaumont B., Belo J.H., Berger-By G., Bizarro João P.S., Bonoli P., Cho M.H., Decker J., Delpech L., Ekedahl A., Garcia J., Giruzzi G., Goniche M., Gormezano C., Guilhem D., Hillairet J., Imbeaux F., Kazarian F., Kessel C., Kim S.H., Kwak J.G., Jeong J.H., Lister J.B., Litaudon X., Magne R., Milora S., Mirizzi F., Namkung W., Noterdaeme J.M., Park S.I., Parker R., Peysson Y., Rasmussen D., Sharma P.K., Schneider M., Synakowski E., Tanga A., Tuccillo A., Wan Y.X. // Nuclear Fusion. 2009. V. 49. 075001.
2. Wallace G.M., Ding B.J., Li M.H., Chen J., Baek S.G., Bonoli P.T., Shiraiwa S., Liu L., Wu C.B. // Nuclear Fusion. 2021. V. 61. № 10. 106009.
3. Goniche M., Amicucci L., Baranov Y., Basiuk V., Calabro G., Cardinali A., Castaldo C., Cesario R., Decker J., Dodt D., Ekedahl A., Figini L., Garcia J., Giruzzi G., Hillairet J., Hoang G.T., Hubbard A., Joffrin E., Kirov K., Litaudon X., Mailloux J., Oosako T., Parker R., Pericoli Ridolfini V., Peysson Y., Platania P., Rimini F., Sharma P.K., Sozzi C., Wallace G. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. 124031.
4. Goniche M., Basiuk V., Decker J., Sharma P.K., Antar G., Berger-By G., Clairet F., Delpech L., Ekedahl A., Gunn J., Hillairet J., Litaudon X., Mazon D., Nilsson E., Oosako T., Peysson Y., Preynas M., Prou M., Séguin J.L. // Nucl. Fusion. 2013. 53. 033010.
5. Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Ирзак М.А., Савельев А.Н., Сидоров А.В., Степанов А.Ю., Шаталин С.В. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 9. С. 803.
6. Troshin G., Gusakov E., Teplova N., Khavin V., Lashkul S., Kouprienko D., FT-2 team // 47th EPS Conf. Pl. Phys. 2021. P3.105
7. Rozhdestvensky V.V., Lashkul S.I., Dyachenko V.V., Khilkevitch E.M., Krikunov S.V., Esipov L.A., Altukhov A.B., Kouprienko D.V., Stepanov A.Yu., Shevelev A.E., Shatalin S.V. // Energy and Environmental Engineering. 2015. V. 3 (3). P. 42.

8. *Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., Rozhdestvensky V.V., Altukhov A.B., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Esipov L.A., Gin D.B., Iliasova M.V., Naidenov V.O., Nersesyan N.S., Polunovsky I.A., Sidorov A.V., Kiptily V.G.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2016. A830. P. 102.
9. *Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., Rozhdestvensky V.V., Pandya S.P., Altukhov A.B., Kouprienko D.V., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Esipov L.A., Gin D.B., Iliasova M.V., Naidenov V.O., Polunovsky I.A., Sidorov A.V., Kiptily V.G.* // Nucl. Fusion 7. 58 (2018) 016034 Number 1, January 2018
10. *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. С. 383
11. *Параил В.В., Погуце О.П.* Вопросы теории плазмы. Вып. 11 / Под общ. ред. академ. М.А. Леонтовича и Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоиздат, 1982. 240 с.
12. *Zhu J.X., Yao L.M., Zhang Y.P., Yang J.W.*, HL-2A // Journal of Plasma Physics. 2015. V. 81. Iss. 6.
13. *Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Гусаков Е.З., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Ирзак М.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Савельев А.Н., Степанов А.Ю., Шаталин С.В.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 12. С. 1069.
14. *Lashkul S.I., Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Guskov E.Z., Dyachenko V.V., Esipov L.A., Irzak M.A., Kantor M.Yu., Kouprienko D.V., Perevalov A.A., Saveliev A.N., Shatalin S.V., Stepanov A.Yu.* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. 073019.
15. *Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Гусаков Е.З., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Ирзак М.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Перевалов А.А., Савельев А.Н., Степанов А.Ю., Шаталин С.В.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 7. С. 593.
16. *Pericoli-Ridolfini V., Barbato E., Cirant S., Kroegler H., Panaccione L., Podda S., Alladio F., Angelini B., Apicella M.L., Apruzzese G., Bertalot L., Bertocchi A., Borra M., Bracco G., Bruschi A., Buceti G., Buratti P., Cardinali A., Centioli C., Cesario R., Ciattaglia S., Cocilovo V., Crisanti F., De Angelis R., De Marco F., Esposito V., Frigione D., Gabellieri L., Gatti G., Giovannozzi E., Gourlan C., Granucci G., Gravanti F., Grolli M., Imparato A., Leigheb M., Lovisetto L., Maffia G., Maddaluno G., Marinucci M., Mazzitelli G., Micozzi P., Mirizzi F., Nowak S., Orsitto F.P., Pacella D., Panella M., Pieroni L., Righetti G.B., Romanelli F., Santini F., Sassi M., Segre S.E., Simonetto A., Sozzi C., Sternini E., Tudisco O., Vitale V., Vlad G., Tartoni N., Tilia B., Tuccillo A.A., Zanza V., Zerbini M., Zonca F.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 93.
17. *Аликаев В.В., Гвоздиков Ю.В., Дятлов Й., Жачек Ф., Иванов Д.П., Ильин В.И., Какурин А.М., Кислов А.Я., Клима Р., Ковров П.Е., Копецкий В., Кочин В.А., Невудачин С.В., Преингаельтер Й., Хвостенко П.П., Хромов И.Н., Чистяков В.В., Штекл Я., Якубка К.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 1. С. 53.