

10

## Особенности формирования пучка ускоренных электронов в экспериментах по генерации нижнегибридных токов увлечения на токамаке ФТ-2

© С.И. Лашкул, В.В. Рождественский, А.Б. Алтухов,  
В.В. Дьяченко, Л.А. Есипов, М.Ю. Кантор, С.В. Крикунов,  
Д.В. Куприенко, А.Ю. Степанов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: Serguey.Lashkul@mail.ioffe.ru

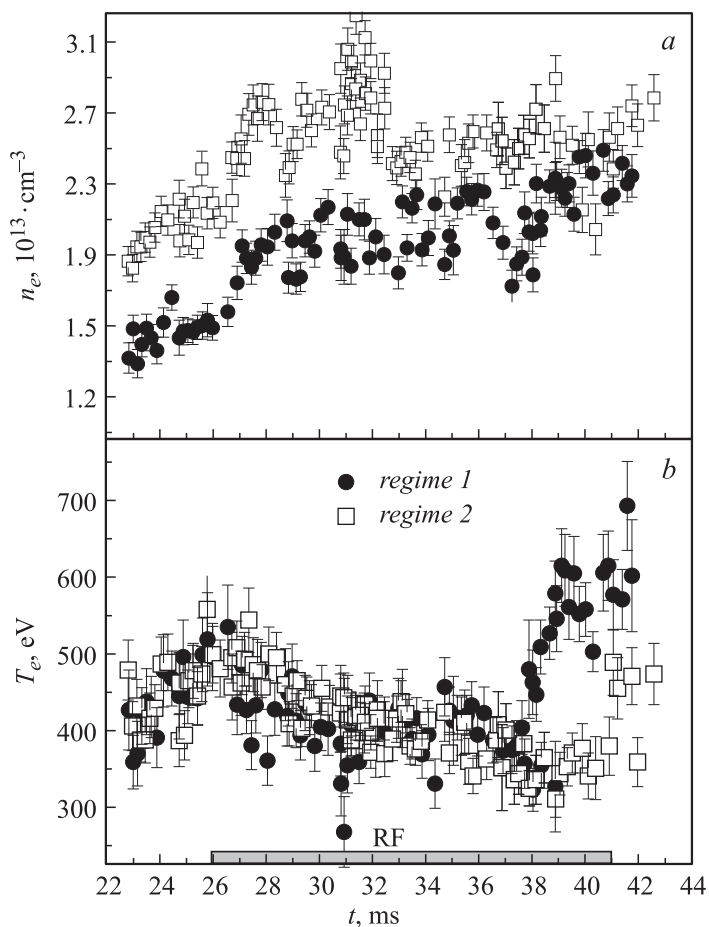
Поступило в Редакцию 27 мая 2012 г.

С помощью нижнегибридных (НГ) волн на токамаке ФТ-2 удалось впервые при генерации нижнегибридных токов увлечения осуществить эффективный дополнительный нагрев электронов плазмы с 450 до 600 eV ( $I_{pl} = 32$  кА,  $\Delta t_{RF} = 14$  ms,  $P_{RF} = 100$  kW,  $F = 920$  MHz,  $R = 30$  см) и обнаружить ряд факторов, влияющих на его эффективность. В режиме генерации токов увлечения был обнаружен существенный рост радиационных потерь, обусловленный, по-видимому, увеличением интенсивности синхротронного излучения ускоренных электронов. Рост интенсивности синхротронного излучения, зарегистрированного в диапазоне частот  $53 \div 156$  GHz, сопровождался короткими вспышками СВЧ-излучения, наблюдавшимися только в более узком диапазоне частот  $53 \div 78$  GHz и являющимся, по-видимому, результатом взаимодействия пучка убегающих электронов со значительными локальными пробками тороидального магнитного поля. Предлагается модель дополнительного нагрева электронов, обусловленная поглощением СВЧ-излучения, генерируемого пучком ускоренных электронов.

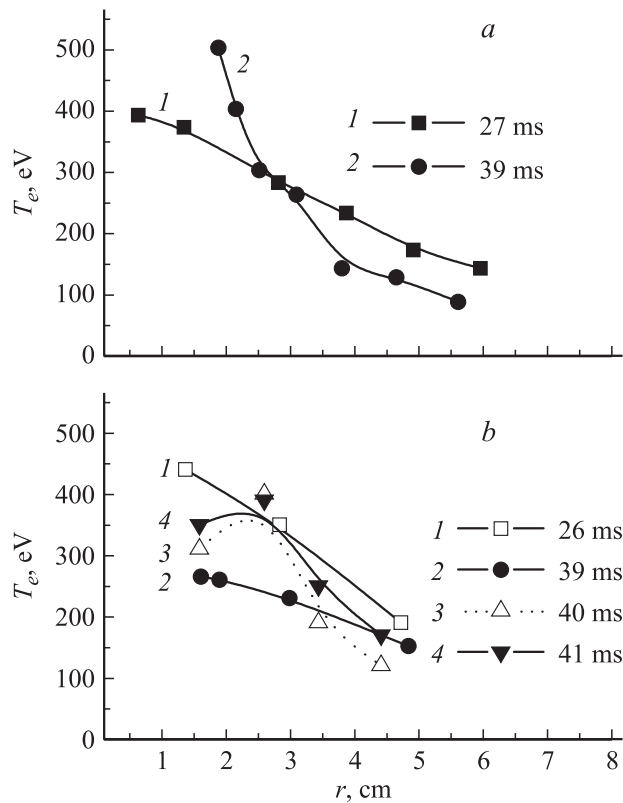
В экспериментах по генерации нижнегибридного тока увлечения (НГТУ) на токамаке ФТ-2 ( $I_{pl} = 30 \div 35$  кА,  $\Delta t_{RF} = 5 \div 14$  ms,  $B_{tor} = 2.2$  T,  $P_{RF} = 100 \div 150$  kW,  $F = 920$  MHz,  $R = 30$  см) показана эффективность используемого ввода ВЧ-мощности и определены основные факторы, влияющие на условия генерации безындукционного тока [1]. Профиль генерируемого НГТУ определялся путем модельных расчетов с помощью GRILL3D и FRTC кодов и экспериментальных значений параметров плазмы. К сожалению, в расчетах не учитывалось влияние

остаточного тороидального вихревого электрического поля на условия генерации надтепловых электронов с энергией  $E \sim 10 \div 100 \text{ keV}$  и их ускорения до нескольких  $\text{MeV}$ , определяющих величину безындукционного тока. Это обстоятельство, так же как и экспериментальные трудности, пока не позволили объяснить ряд эффектов, обнаруженных при вводе ВЧ-мощности, в частности, подавления МГД (магнитогидродинамических) колебаний сопровождаемого ростом плотности плазмы. Выполненные с помощью диагностики томсоновского рассеяния лазерного излучения измерения профиля электронной температуры  $T_e(r)$  показали, что в случае ВЧ-импульса с длительностью  $\Delta t_{RF} = 5 \text{ ms}$  при генерации НГТУ происходит заметное охлаждение плазменного шнура, обусловленное частичным замещением тока тепловых электронов (ТЭ) током ускоренных электронов (УЭ). Надтепловые электроны генерируются НГ волной с продольным замедлением  $N_{\parallel} = 1.8$ . В то же время, отмечается рост плотности плазмы и появление вблизи  $r = 5 \div 6 \text{ cm}$  характерного для транспортного барьера излома на радиальном профиле плотности. Эти данные, вместе со спектральными наблюдениями, указывают на то, что при генерации НГТУ происходит увеличение времени жизни частиц. Процесс же охлаждения электронной компоненты объясняется тем, что время термализации пучка надтепловых электронов  $t_{th}$  в плазме с энергией масштаба  $E_b \sim 0.2 \div 3 \text{ MeV}$  составляет  $10 \div 15 \text{ ms}$ , т. е.  $t_{th} > \Delta t_{RF}$ .

После модернизации модулятора длительность ВЧ-импульса была увеличена до  $14 \text{ ms}$ , что позволило с помощью НГ волн впервые осуществить эффективный дополнительный нагрев электронов с  $450$  до  $550 \div 600 \text{ eV}$  и обнаружить ряд факторов, влияющих на эффективность генерации НГТУ. На рис. 1 показаны изменения электронной плотности  $n_e(y = 0 \text{ cm}, t)$  и электронной температуры  $T_e(y = 0 \text{ cm}, t)$  в центре плазменного шнура при генерации НГТУ. На рис. 2 представлены профили  $T_e(r)$ , соответствующие началу и концу ВЧ-импульса для двух экспериментальных режимов: (режим 1) (рис. 2, а) — с низкой плотностью, где исходная средняя плотность  $\langle n_e \rangle = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  и (режим 2) (рис. 2, б) — эксперимент при  $\langle n_e \rangle = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Здесь  $y = 0 \text{ cm}$  — координата на вертикальной хорде, смещенной от центра камеры на  $1.5 \text{ cm}$  наружу по большому радиусу  $R$ , вдоль которой проходит лазерный луч. Как видно из рис. 1 и 2, для режима 1 в конце ВЧ импульса после процесса остывания наблюдается быстрый за  $2 \div 2.5 \text{ ms}$  рост температуры с  $400$  почти до  $550 \div 600 \text{ eV}$ . Для режима 2 при несколько большей плотности дополнительный нагрев в конце ВЧ-



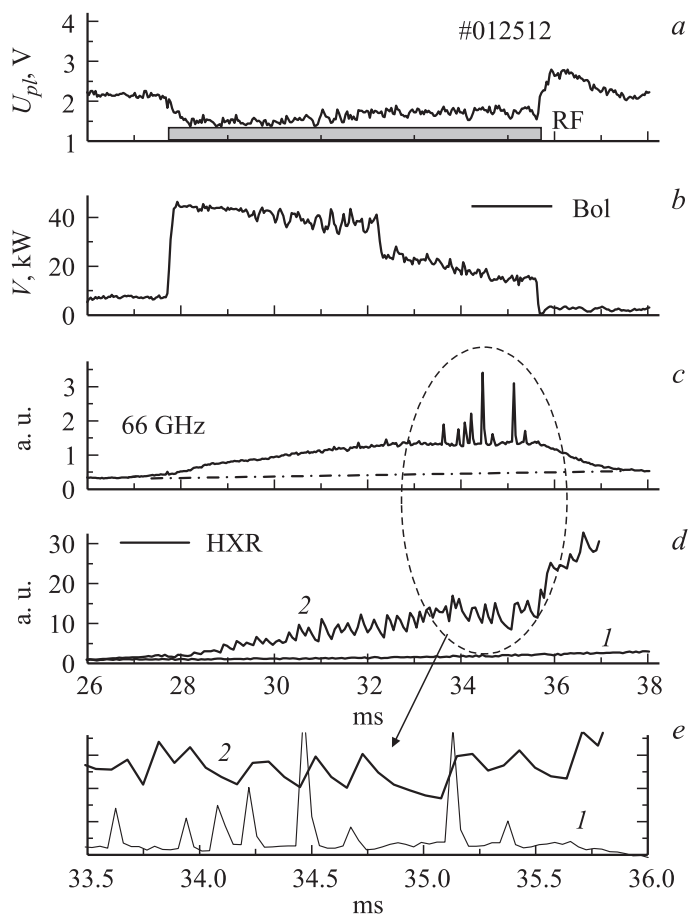
**Рис. 1.**  $a$  — изменение электронной плотности  $n_e(y = 0 \text{ см}, t)$  и  $b$  — температуры  $T_e(y = 0 \text{ см}, t)$  в центре плазменного шнура при генерации НГТУ для двух режимов: режим 1 — средняя плотность омического разряда  $\langle n_e \rangle = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , режим 2 — эксперимент при  $\langle n_e \rangle = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Приведенные данные получены с помощью лазерной диагностики томсоновского рассеяния.



**Рис. 2.** Профили электронной температуры для двух режимов, обозначенных на рис. 1. *a* — профили для режима 1, где исходная средняя плотность перед ВЧ-импульсом  $\langle n_e \rangle = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . *b* — профили для режима 2, где  $\langle n_e \rangle = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

импульса обнаруживается в районе 2-го см сечения плазменного шнура. Такой быстрый нагрев трудно объяснить термализацией пучка (УЭ) за счет столкновений с ТЭ основной плазмы.

Для объяснения наблюдавшегося эффекта дополнительного нагрева электронов было обращено внимание на следующие обстоятельства: остаточное вихревое электрическое поле (ОВЭП)  $E_\theta$  увеличивает скорость генерируемых НГ волной надтепловых электронов до значения



**Рис. 3.** *a* — изменение напряжения на обходе плазменного шнура  $U_{pl} = E_{\theta}/2\pi R$ . *b* — болометрический сигнал. *c* — сигнал синхротронного излучения на частоте 66 GHz. Значительный рост синхротронного излучения сопровождается короткими вспышками СВЧ-излучения, объясняемого вспышками мазерного излучения. *d* — сигнал датчика жесткого рентгеновского излучения (HXR). *e* — сопоставление вспышек на СВЧ-сигнале (*1*) с изменениями на сигнале HXR (*2*).

выше критической скорости, при которой они становятся убегающими, и ускоряет их до энергии порядка нескольких MeV (рис. 3, *a*). Измерения мощности СВЧ-излучения с длиной волны  $8 < 15$  nm с помощью пироэлектрического болометра, диаметр коллиматора которого 8 mm, и 4- и 2-mm супергетеродинных радиометров в диапазонах частот, соответствующих магнитному уширению 1-й и 2-й гармоник электронной циклотронной частоты ТЭ, проводились в режиме НГТУ при достаточно низкой плотности плазмы. В этих условиях наблюдалось существенное увеличение радиационных потерь, обусловленное ростом интенсивности синхротронного излучения УЭ в течение импульса ВЧ-накачки. Как видно из рис. 3, *b* (сигнал болометра по центральной хорде), мощность этого излучения (пересчитанная на объем плазмы в предположении однородного распределения радиационных потерь) оказалась близкой по величине значению вводимой ВЧ-мощности ( $P_{rad} \sim 0.5 \cdot P_{RF}$ ). При этом регистрировалось существенное увеличение интенсивности и энергии квантов жесткого рентгеновского (рис. 3, *b*) и интенсивности синхротронного излучения в диапазоне  $\Delta f = 53 \div 156$  GHz. Значительный рост синхротронного излучения сопровождался короткими вспышками СВЧ-излучения иной природы, наблюдавшимися в более узком диапазоне частот  $\Delta f = (53 \div 78)$  GHz, как это показано для сигнала  $f = 66$  GHz на рис. 3, *c*. Ранее такие эффекты наблюдались в течение омического нагрева плазмы в токамаке ASDEX\_U [2,3]. Эти вспышки обусловлены, по-видимому, взаимодействием пучка УЭ с локальными магнитными пробками на периферии плазмы в условиях циклотронного авторезонанса, когда их питч угол,  $\theta \sim v_{\perp}/v_{\parallel}$ , растет, и энергия становится изотропной. Оказалось, что при ускорении вихревым электрическим полем энергия убегающих электронов не может превысить величину, определяемую условием резонанса, когда их электронная циклотронная частота совпадает с частотой  $n$ -й гармоники тороидального магнитного поля с локальными пробками из-за роста интенсивности синхротронного излучения. В результате значительное количество УЭ с некоторой предельной энергией  $W_{ripp}^{\max} = \frac{eBR_0}{nNm_0c}$  будет скапливаться на периферии плазмы. Здесь  $e$  — заряд электрона,  $m_0$  — масса электрона,  $B$ ,  $R_0$ ,  $N$  — магнитная индукция, большой радиус и  $N$  — число катушек тороидального соленоида соответственно [4]. Если параметры такого моноэнергетического пучка соответствуют условиям необходимым и достаточным для генерации СВЧ-излучения на свободных электронах, то реализуется режим работы мазера на циклотронном авторезонансе (cyclotron-auto-resonance-maser, CARM). Такие вспышки

проявляются в виде последовательности коротких вспышек СВЧ-излучения, наблюдаемых в относительно узкой полосе частот [2,3]. Как видно из рис. 3, *c* и *d*, эти вспышки хорошо коррелируют со всплесками жесткого рентгеновского излучения, возникающими при дрейфовом выходе локально запертых УЭ пучка на стенки разрядной камеры.

В локальных магнитных пробках токамака ФТ-2 (число витков в тороидальном соленоиде  $N = 24$ ) величина  $\delta B = \Delta B_{tor} / B_{tor}$  около диафрагмы достигает 10%. Поэтому в режиме НГТУ при наличии остаточного вихревого электрического поля процесс накопления УЭ с предельной энергией  $W_{rippl}^{max} \sim 3 \div 8 \text{ MeV}$  [5] может обеспечивать не только генерацию мощного синхротронного излучения в широком диапазоне частот, но и „мазерного“ излучения на соответствующих частотах. Был проведен анализ частотной зависимости относительного приращения мощности синхротронного излучения для режима 1, которая рассчитывалась по формуле

$$k = \frac{P(30\text{ms}) - P(25\text{ms})}{P(25\text{ms})},$$

где  $P(25\text{ms})$  и  $P(30\text{ms})$  — уровень сигнала синхротронного излучения на частоте измерения перед включением ВЧ-импульса нагрева (25 ms) и спустя 5 ms (т.е. 30 ms) после его включения соответственно. Эта зависимость показывает наличие провалов в районе характерных частот:

$$f_{Be} = \frac{1}{2\pi} \frac{ZeB}{m_e c} = 62 \text{ GHz}, \quad f_{Pl} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m_e}} = 28 \text{ GHz},$$

$$\text{for } n_e = 10^{13} \text{ cm}^{-3}, \quad f_{UHR} = \sqrt{f_{Be}^2 + f_{Pl}^2} = 68 \text{ GHz},$$

где  $f_{Be}$ ,  $f_{Pl}$  и  $f_{UHR}$  — электронно-циклотронная, плазменная и верхне-гибридная частоты (Upper Hybrid Resonance, UHR) соответственно.

Таким образом, при генерации НГТУ возможно поглощение синхротронного СВЧ-излучения тепловыми электронами плазмы, о чем свидетельствуют провалы в районе характерных частот. Поскольку в токамаке ФТ-2 возникает мощное СВЧ-излучение, можно предположить, что дополнительный относительно быстрый центральный нагрев электронов обусловлен линейной трансформацией необыкновенной компоненты электромагнитного СВЧ-излучения в бернштейновскую волну в области UHR и поглощением последней в области ЭЦР

(электронного циклотронного резонанса) для частот  $f \sim 60 \div 70$  GHz ( $\lambda = 4$  mm), при  $B_{tor} = 1.95$  T [6].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 10-02-00631, 11-02-00561 и гранта Правительства РФ согласно Постановлению № 220 по договору № 11.G34.31.0041 с Министерством образования и науки РФ.

## Список литературы

- [1] Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д. и др. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 9. С. 803–814.
- [2] Kurzan B., Steuer K.-H., Suttrop W. // Rev. Sci. Instrum. 68(1). January 1997. P. 423–426.
- [3] Kurzan B., Steuer K.-H. // Phys Rev E. 1994. V. 55. N 4. P. 4608–4616.
- [4] Chen Z.Y., Wan B.N., Lin S.Y. et al. // 21st IAEA Fusion Energy Conference Chengdu, China 16–21 October (2006), EX/P3–4.
- [5] Будников В.Н., Киптиль В.Н., Рождественский В.В. и др. // Proceeding of the 25th EPS Conf. Praha, 1998. P. 1360.
- [6] Голант В.Е., Федоров В. // Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках. М., 1968. Гл. III.