

04; 09

© 1990 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ РАДИАЦИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2 В РЕЖИМАХ ОМИЧЕСКОГО И НИЖНЕГИБРИДНОГО НАГРЕВА ДВУХМИЛЛИМЕТРОВЫМ РАДИОМЕТРОМ С БЫСТРОЙ ПЕРЕСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ

*В. О. Александров, В. Н. Будников, М. Л. Дорофеев, Л. А. Есипов,
А. М. Ларонов, В. Н. Лукин, И. Е. Сахаров*

Описываются результаты измерения пространственных профилей радиационной температуры плазмы на токамаке ФТ-2 в режимах омического и нижнегабаритного нагрева по ее излучению на второй гармонике электронной циклотронной частоты. Измерения выполнены с помощью супергетеродинного радиометра с быстрой и многократной за время разрядного импульса перестройкой частоты в полосе 110–160 ГГц. Время одного цикла перестройки 350 мкс. Показано, что в омическом режиме при концентрации плазмы $\geq 3.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ профиль тепловой. При НГ нагреве профили нетепловые, но хорошо согласуются с расчетными кривыми, вычисленными с учетом излучения пучка надтепловых электронов.

Введение

На установках токамак определение пространственных и временных профилей электронной температуры плазмы $T_e(r, t)$ часто производится по результатам измерений мощности излучения электронов на циклотронной частоте f_c или на второй гармонике ЭЦЧ $2f_c$ [1, 2]. Это оказывается возможным благодаря тому, что в области циклотронного резонанса оптическая толщина плазмы токамаков обычно ≥ 2 . Поэтому принимаемая мощность излучения пропорциональна электронной температуре плазмы $P = kT_e \Delta f$, где k — постоянная Больцмана, Δf — полоса УПЧ радиометра. Кроме того, область излучения локализована вблизи поверхности $f = 2f_c$ или f_c . Ширина области много меньше радиуса плазменного шнура, а частота излучения однозначно связана с пространственным положением излучающего слоя, как это показано на рис. 1.

Таким образом, при определенных условиях измеренный спектр циклотронного излучения может быть однозначно преобразован в пространственный профиль электронной температуры. Осциллограммы мощности излучения позволяют получить также временную эволюцию профиля электронной температуры.

В настоящей работе описываются результаты измерений электронно-циклотронного излучения на токамаке ФТ-2 ($R_0 = 55 \text{ см}$, $a = 8 \text{ см}$, $B(0) = 1.2\text{--}2.7 \text{ Тл}$, $I_p = 20\text{--}35 \text{ кА}$, $n_e(0) = 1\text{--}4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e(0) \leq 500 \text{ эВ}$, $Z_{\text{eff}} \approx 2$), выполненных с помощью супергетеродинного радиометра с быстрой и многократной за время разрядного импульса перестройкой частоты. Измерения проводились в режимах с омическим нагревом плазмы и дополнительным нагревом нижнегибридными волнами.

Экспериментальное устройство

В экспериментах на ФТ-2 использована классическая схема циклотронной диагностики [1, 2]. Измерения проводились на второй гармонике ЭЦЧ на необыкновенной волне. Оптическая толщина центрального слоя плазмы для ти-

пичных параметров разряда ($B(0) = 2.4$ Тл, $T_e(0) = 500$ эВ, $Z_{\text{eff}} = 2$, $\tau(0) \approx 2$ при $n_e(0) = 2.5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ и $\tau(0) \approx 4$ при $n_e(0) = 5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$).

Излучение принималось цилиндрической рупорной антенной, установленной со стороны слабого магнитного поля в экваториальной плоскости токамака. Диаметр апертуры антенны 18 мм, угол расходимости главного лепестка $\sim 6^\circ$. Для транспортировки СВЧ излучения от апертуры антенны до радиометра (расстояние ~ 7 м) использовались волноводы класса полый диэлектрический канал, т. е. металлический сверхразмерный волновод прямоугольного сечения 23×10 мм с нерезонансными слоями диэлектрика на узких стенках [3]. Согласно [3], такой СВЧ тракт удовлетворяет необходимым для измерений требо-

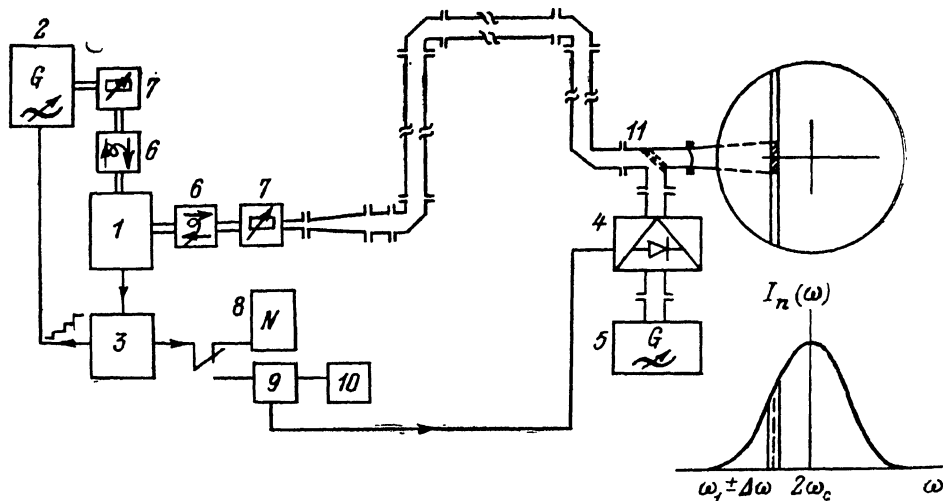


Рис. 1. Экспериментальное устройство.

1 — радиометр, 2 — гетеродин, 3 — блок выработки команд с сумматором и генератором импульсов под света, 4 — модулятор на p-n-диоде, 5 — газоразрядный генератор шума, 6 — вентиль, 7 — аттенюатор, 8 — запоминающий осциллограф, 9 — синхронный детектор, 10 — цифровой вольтметр или самописец.

ваниям (малые потери, одномодовость, сохранение поляризации волны, широкополосность). Измеренные нами потери тракта составляли ~ 6 дБ (~ 0.9 дБ/м). Развязка по поляризации 18 дБ. Во всей области частот приема излучения выполнялись условия $f > f_p, f_{VH}, f_R$, где f_p — плазменная частота, f_{VH} — частота верхнего гибридного резонанса, f_R — частота отсечки, что исключало влияние отражений волн в плазме и трансформации волн на интенсивность излучения. Измерения мощности излучения выполнялись путем последовательного во времени обзора спектральной плотности излучения супергетеродинным радиометром с быстрой и многократной за время одного разряда перестройкой частоты в полосе 110—160 ГГц. Время одного цикла перестройки ≤ 400 мкс. Сканирование гетеродина по частоте осуществляется последовательностью прямоугольных импульсов напряжения (от 2 до 7) с длительностью ~ 60 мкс каждый. Принцип действия и структурная схема радиометра подробно описаны в работе [4].

Калибровка

Радиометр, включая СВЧ тракт, был абсолютно калиброван по мощности генератора шума (ГШ). В качестве ГШ использовался четырехмиллиметровый газоразрядный ГШ «Ирис», который предварительно калибровался в двухмиллиметровом диапазоне по разности температур двух согласованных нагрузок, одна из которых находилась при комнатной температуре, а другая охлаждалась жидким азотом (77 К). С этой целью был собран модуляционный радиометр с балансным смесителем и гетеродином, работающим в полосе частот 110—160 ГГц. Чувствительность радиометра при времени интегрирования синхронного детектора 1 с оказалась 1—10 К. Полученная зависимость температуры ГШ от частоты показана на рис. 3.

При калибровке радиометра с трактом сигнал ГШ от вакуумного уплотнения через частотно-независимый трехдецибелльный делитель мощности (II на рис. 1) и СВЧ тракт поступал на вход радиометра. При включенном ГШ температура на входе радиометра равна $T_1 = (1 - \alpha)T_{\text{ГШ}} + \alpha T_0$, где α — коэффициент поглощения СВЧ тракта, T_0 — комнатная температура. При выключенном ГШ $T_2 = T_0$. Разность температур на входе радиометра $T_1 - T_2 = (1 - \alpha)(T_{\text{ГШ}} - T_0)$. Так как эта разность мала по сравнению с температурой шумов радиометра, то для ее измерения к выходу приемника подключался синхронный детектор (СД),

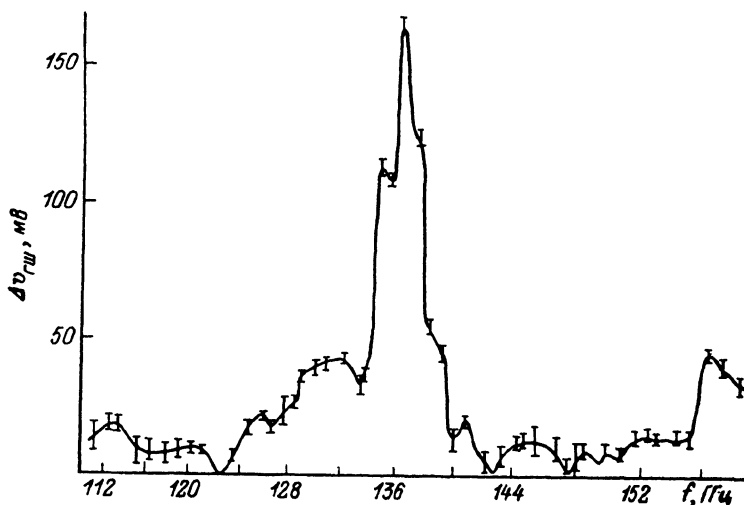


Рис. 2. Отклик радиометра на разность температур на апертуре антенны.

а сигнал ГШ модулировался $p-i-n$ -диодом с частотой 1 кГц. При подключении ГШ с модулятором непосредственно на вход радиометра можно было сравнить отклик радиометра на сигнал ГШ с откликом цепочки радиометр—СД, что позволяло определить коэффициент усиления сигнала синхронным детектором. Результаты калибровки радиометра с СВЧ трактом показаны на рис. 2. Полученные данные позволяют выбирать в качестве рабочих частот, для которых погрешность калибровки относительно мала.

Результаты измерений излучения из плазмы

В процессе эксперимента за один разряд радиометр позволяет получить 6 осциллограмм, соответствующих излучению плазмы на шести частотах. Сигнал на осциллограмме пропорционален мощности излучения из зоны пересечения области циклотронного резонанса для данной частоты и диаграммы направленности приемной антенны (рис. 1).

Типичные осциллограммы омического режима показаны на рис. 4. Как видно из рис. 4, а для разряда характерно существование интервала времени, на котором ток разряда и напряжение обхода квазистационарны. Можно показать, что в этот период времени изменение мощности излучения (рис. 4, б) определяется в основном смещением области циклотронного резонанса по радиусу. Действительно, магнитное поле в токамаке ФТ-2 изменяется как $\sim (1/R) \sin \omega t$ и проходит через максимум на 35 мс, т. е. примерно в середине квазистационарного участка тока разряда. При этом на стадии нарастания магнитного поля резонансный слой движется из области сильного магнитного поля ($r \leq 8$ см) к центру плазмы и обратно после прохождения максимума при убывании поля. Поэтому в зависимости от выбранной частоты приема осциллограммы мощности излучения будут двугорбые, если резонансный слой в процессе своего движения пересекает центр плазмы, одnogорбые, когда резонансный слой не доходит до центра, и с полочкой в случае касания центра. Как видно из рис. 4, б характерный вид осциллограмм и их симметрия подтверждают эти заключения. Следует

отметить, что симметрия осциллограмм свидетельствует также о постоянстве температуры электронов на квазистационарной стадии тока разряда.

Температурные профили токамака ФТ-2 в режимах омического нагрева плазмы были получены для разрядов при $B(0)=2.2-2.5$ Тл, $I_p=19-40$ кА, $n_e(0)=2-6 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. В эксперименте при сохранении концентрации и магнитного поля изменялся ток разряда. Полученные профили показаны на рис. 5 слева. Справа показана зависимость $T/T(0)$ от безразмерной координаты $x=r/RI_p/B)^{1/2}$ [5]. Как видно из рис. 5, $T/T(0)$ как функция от x сохраняется при изменении I_p . Аналогичные данные были получены и для других режимов разряда при изменении концентрации ($n_e \geq 3.3 \cdot 10^{13}$), что свидетельствует о тепловом характере профиля электронной температуры.

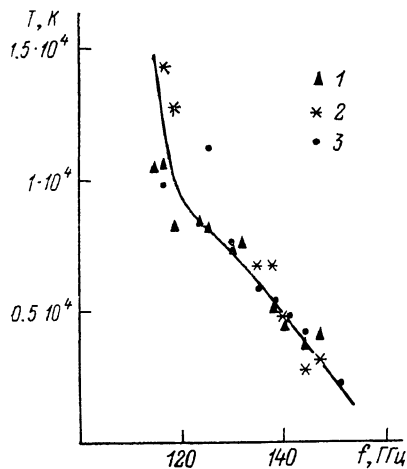


Рис. 3. Зависимость температуры газоразрядного генератора шума от частоты.

1, 2, 3 — статистический разброс (эксперимент).

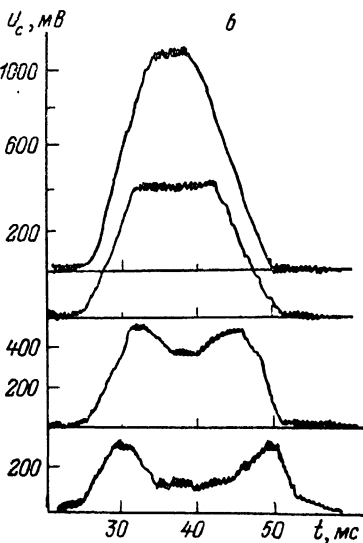
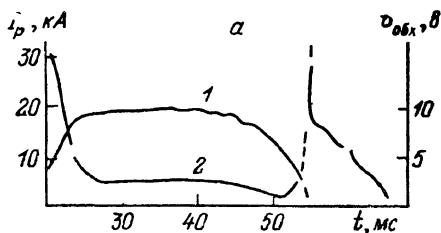


Рис. 4. Характеристики разряда.

a — осциллограммы тока разряда (1) и напряжения обхода (2), б — осциллограммы излучения на второй гармонике ЭЦЧ в режиме омического нагрева.

По полученному в омическом режиме профилю давления были определены τ_{Ee} — электронное время удержания энергии на ФТ-2 и эффективный заряд ионов Z_{eff} . Величина τ_{Ee} рассчитывалась из энергобаланса согласно выражению

$$\tau_{Ee} = 1.5 \int_V n_e T_e dV / I_p U - P_{ei} - P_{рад},$$

где P_{ei} — мощность, передаваемая от электронов к ионам; $P_{рад}$ — радиационные потери. Для $n_e(0)=3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $T_e(0)=500$ эВ, $I_p=35$ кА, $V=3.5$ В, $\tau_{Ee} \approx 1.6$ мс.

Значение Z_{eff} рассчитывалось по проводимости с учетом запертых частиц. Практически это делалось подбором Z_{eff} так, чтобы расчетное значение $\int \sigma E dS$ равнялось экспериментально измеренному току I_p . Соответствующая формула для σ приведена в работе [6]. При использовании профиля $T_e(r)$, показанного на рис. 5, получили $Z_{eff} \approx 2$.

На токамаке ФТ-2 широко ведутся исследования механизмов нагрева ионов плазмы нижнегибридными волнами [7]. Нагрев осуществляется с помощью ВЧ

волн на частоте $f=920$ МГц, подводимых к плазме двухволновым гриллом с внешней стороны тора. Мощность волны изменялась в пределах 25—200 кВт, длительность импульса 5 мс. Спектр волн, излучаемых гриллом, приведен в [7], основная доля энергии заключена в области замедлений $N_{\parallel}=2-4$.

В этих условиях следует ожидать интенсивного поглощения НГ волн по механизму Ландау на электронах с образованием пучка надтепловых электронов. Взаимодействие такого пучка с плазмой приводит к быстрому развитию неустойчивости на аномальном эффекте Доплера [8] с трансформацией части продольной энергии электронов пучка в поперечную за время $\sim 1/\omega_p$, что приводит к интенсивному излучению надтепловых электронов на гармониках электронной циклотронной частоты.

Результаты измерений радиационной температуры электронной компоненты плазмы, полученные в различных экспериментах по НГ нагреву на ФТ-2, показаны на рис. 6. Для сравнения здесь же представлены профили T_r в режимах с омическим нагревом и аппроксимирующий профиль $T_r(r)=T_0(1-r^2/a^2)^2$ (штриховая кривая). Как видно из рис. 6, надтепловое излучение значительно искажает омический профиль. Особенно большой рост интенсивности излучения наблюдается в области $r \geq 0.4$. Как следует из рис. 6, при малых концентрациях $n(0) \approx \approx n_d = 2-3 \cdot 10^{13}$ см⁻³, где $n_d \approx \approx (0.3-0.5)n_{LH}$, n_{LH} — концентрация, соответствующая условию НГ резонанса для частоты f , сильное надтепловое излучение наблюдается по всему сечению шнура. При этих концентрациях профиль T_r в обла-

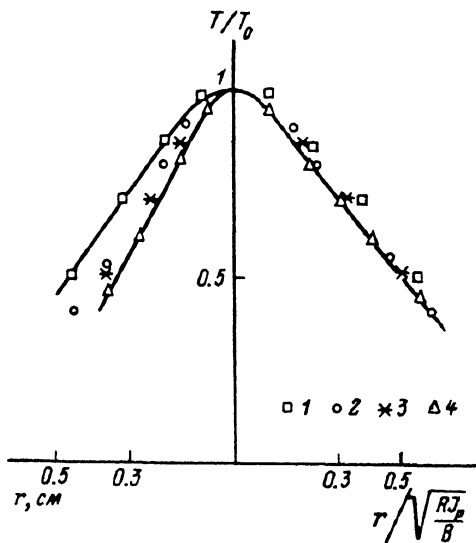


Рис. 5. Профили электронной температуры в режимах омического нагрева.

Ток разряда, кА: 1 — 33, 2 — 29, 3 — 24, 4 — 19; $B(0)=24$ кГс; $n_e(0)=4 \cdot 10^{13}$ см⁻³.

сти $r \geq 0.4a$ отличается от теплового уже в режиме омического нагрева плазмы. При больших концентрациях $n_0 \geq 1.1n_d$ профиль T_r в омическом режиме в пределах погрешности измерений совпадает с тепловым $T_r = T_e = T_0(1-r^2/a^2)^2$, а в режиме НГ нагрева характеризуется наибольшим приростом $\Delta T_r \sim 0.1T_r(0)$ в центре и относительно слабым надтепловым излучением при $r > 0.4a$.

Наблюдаемый вид кривых может быть объяснен следующим образом. Так как приемная антенна установлена со стороны слабого магнитного поля, то релятивистски сдвинутое излучение надтепловых частиц, расположенных в области сильного магнитного поля, на пути к антенне проходит через резонансный слой тепловых частиц. Если оптическая толщина плазмы достаточно большая, то излучение надтепловых электронов полностью поглощается основной компонентой и сигнал, полученный антенной, определяет электронную температуру плазмы. На частотах, для которых поглощение плазмы недостаточно сильно, надтепловое излучение достигает антенны и детектируется. В нашем случае оптическая толщина плазмы $\tau \geq 2$ в области $r \leq 4$. Следовательно, спектр излучения надтепловых электронов в области частот, соответствующих $r \leq 4$, «выедается», что и приводит к наблюдаемому виду кривых.

Зависимость профиля T_r от концентрации плазмы качественно согласуется с механизмом нагрева плазмы НГ волнами, развитым в работе [7]. В этой работе был обнаружен параметрический распад НГ волны, развивающийся в центральной части плазмы токамака при концентрации $n(0) = n_d \approx (0.3-0.5)n_{LH}$. Распад приводит к возбуждению сильно замедленных волн частоты $0.7f$, эффективно взаимодействующих с ионами. Вследствие этого возможны выключение погло-

щения НГ волн по механизму Ландау на электронах и подавление надтеплового излучения электронов при $n_0 \gg n_d$.

Как уже отмечалось, при концентрации плазмы $n_0 \geq n_d$ в центре плазмы наблюдается небольшой прирост радиационной температуры $\Delta T_r \approx 0.1 T_r(0)$. Так как оптическая толщина плазмы в центральном слое достаточно большая (≥ 2 при $n_e(0) > 2.5 \cdot 10^{13}$ см⁻³), то происхождение этого прироста неясно. Он может быть связан с нагревом основной компоненты или с остаточным излу-

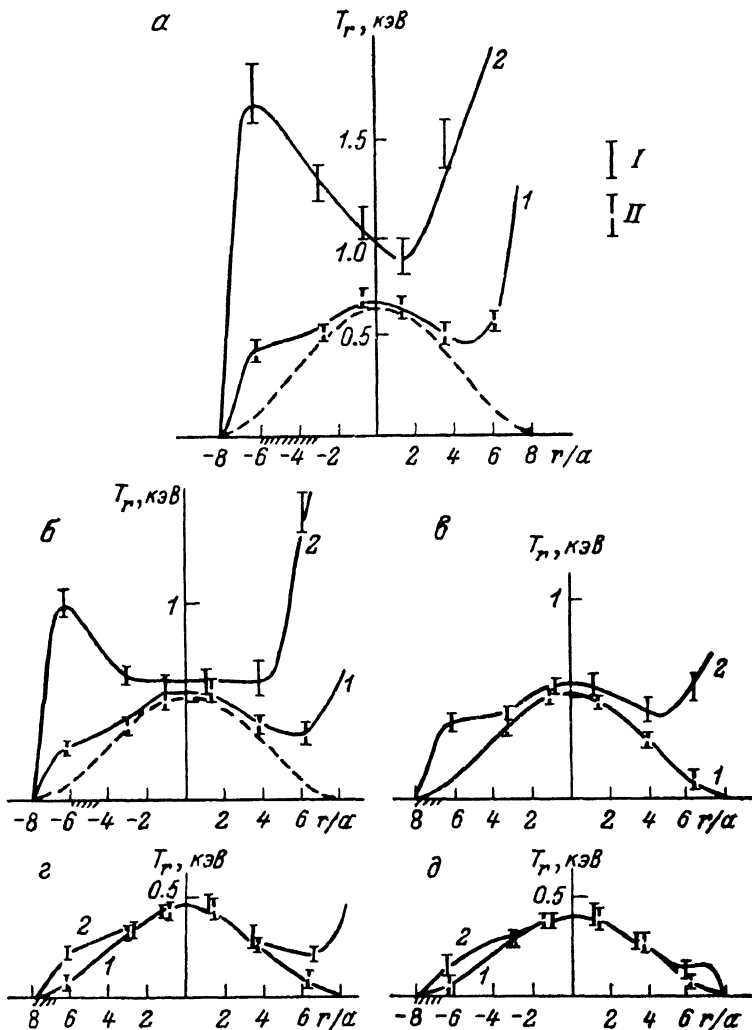


Рис. 6. Профили радиационной температуры плазмы.

1 — омические, 2 — в режимах с нагревом плазмы НГ волнами; экспериментальные данные; сплошные кривые — численный расчет с учетом пучка надтепловых электронов; $n_e(0)$, см⁻³: а — $2.5 \cdot 10^{13}$ (n_1 , см⁻³: 1 — $3 \cdot 10^{10}$, 2 — $1.8 \cdot 10^{11}$; E_0 , кэВ: 1 — 40, 2 — 50), б — $3 \cdot 10^{13}$ (n_1 , см⁻³: 1 — 2 · 10, 2 — $9 \cdot 10^{10}$; E_0 , кэВ: 1 — 40, 2 — 50), в — $3.3 \cdot 10^{13}$ (n_1 , см⁻³: 1 — 0, 2 — $3 \cdot 10^{10}$; $E_0 = 50$ кэВ), г — $3.8 \cdot 10^{13}$ (n_1 , см⁻³: 1 — 0, 2 — $1.5 \cdot 10^{10}$; $E_0 = 35$ кэВ), д — $4.5 \cdot 10^{13}$ (n_1 , см⁻³: 1 — 0, 2 — $1 \cdot 10^{10}$; $E_0 = 30$ кэВ).

чением надтепловых электронов. Выяснение этого вопроса имеет важное практическое значение. Если прирост T_r есть увеличение электронной температуры, то в этом случае экспериментальные данные позволяют определять радиальное распределение мощности НГ волн, поглощаемой основной электронной компонентой, например, по производной интенсивности излучения в момент старта импульса ВЧ нагрева [8]. В противоположном случае это сделать нельзя и информация теряется. С целью выяснения этого вопроса и оценки параметров пучка надтепловых электронов были проведены численные расчеты мощности и спектра излучения таких электронов в горячей плазме с электронной температурой $T_e(0) = 500$ эВ. При написании программы расчетов мы использовали одно-

размерную плосколоистую модель плазменного столба с пучком, развитую в [10]. Исходными величинами для расчета являлась аналитическая аппроксимация экспериментальных профилей концентрации и электронной температуры $n_e(r) = n_e(0)(1-r^2/a^2)$ и $T_e(r) = T_e(0)(1-r^2/a^2)^2$ плазмы. Относительно надтепловой компоненты предполагалось, что ее плотность $n_1 \ll n(0)$, так что самопоглощением надтеплого излучения можно пренебречь. Функция распределения электронов по энергиям выбиралась в виде $f(E) = C_1 \exp(-E/E_0)$, где $C_1 = -\exp(E_{c0}/E_0)/E_0$, E_{c0} — минимальный порог энергии надтепловых электронов. При этих предположениях рассчитывался спектр излучения 2-й, 3-й и 4-й гармоник каждого слоя и затем производилось суммирование по всем гармоникам и слоям с учетом поглощения $\exp(-\tau)$ основной плазмой.

Результаты расчетов показаны на рис. 6. При расчетах было принято, что все электроны имеют некоторое среднее значениеpitch-угла (угол между векторами скорости электрона и индукции магнитного поля) $\Theta = \pi/4$ [10], и варьировались положение пучка и его параметры E_0 , r_0 и n_1 . Так как обычно $E_{c0}/E_0 \ll 1$, то E_{c0} полагалось равным нулю. Проведенные расчеты показали, что наилучшие количественные совпадения с экспериментальными кривыми T_r получаются, когда пучок надтепловых электронов расположен в области сильного магнитного поля, как показано на рис. 6 штриховой линией. Соответствующие значения параметров пучка приведены в подписях к рисунку. Следует, однако, отметить, что аналогичные результаты можно получить и при другом пространственном положении пучка, если воспользоваться более сложным выражением для функции распределения по скоростям надтепловых электронов. В частности, при низких давлениях более естественно зарождение пучка вблизи центра, где T_e максимально.

Как видно из рис. 6, расчетные кривые хорошо аппроксимируют экспериментальные значения T_r . Ясно, что прирост радиационной температуры в центре плазменного столба в пределах погрешности измерений определяется излучением пучка надтепловых электронов.

Таким образом, в результате проведенной работы показано, что на токамаке ФТ-2 при концентрациях $n(0) \geq 3.3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ профиль радиационной температуры в режиме омического нагрева является тепловым. Разработанная аппаратура и использованные методы калибровки позволяют в этом режиме измерить абсолютные значения электронной температуры плазмы в центре шнура и ее распределение по сечению. Проведены расчеты параметров пучка надтепловых электронов. Показано, что на токамаке ФТ-2 прирост радиационной температуры при НГ нагреве связан главным образом с излучением надтепловых электронов.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность коллективу токамака ФТ-2 за помощь в проведении измерений, а также А. П. Новицкому за постоянные консультации при составлении программы расчета.

Список литературы

- [1] Bornatici M., Cano R., De Barbieri O., Engelmann F. // Nuclear Fusion. 1983. Vol. 23. N 9. P. 1153—1257.
- [2] Rozdestvensky V. V. // Diagnostics for Fusion Experiments / Ed. E. Sindony, C. Warton. Oxford; New York: Pergamon Press, 1979. P. 205—222. Cano R. // Ibid. P. 191—204.
- [3] Казанцев Ю. Н., Харлашкин О. А. // РИЭ. 1978. Т. 23. Вып. 10. С. 2060—2068.
- [4] Александров В. О., Есипов Л. А., Ларионов А. М., Умезкий В. Н. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 7. С. 1406—1408.
- [5] Кадомцев Б. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. Вып. 10. С. 1032—1037. Физика плазмы. 1987. Т. 13. Вып. 9. С. 771—780.
- [6] Duchs O. F., Post O. E., Rutherford P. H. // Nuclear Fusion. 1977. Vol. 17. N 3. P. 565—609.
- [7] Будников В. Н., Дьяченко В. В., Есипов Л. А. и др. // Препрант ФТИ. № 1296. Л., 1988. 47 с.
- [8] Budnikov V. N., Esipov L. A., Irzak M. A. et al. // Plasma Phys and Contr. Nucl. Fus. Res. 1988. Twelfth Conf. Proc. Nice, 1988. Nucl. Fusion Suppl. IAEA. Vienna, 1989. Vol. 1. P. 645—654.
- [9] Паралл В. В., Погуце О. П. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. Вып. 2. С. 228—236.
- [10] Аликаев В. В., Багдасаров А. А., Васик Н. Л. и др. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. Вып. 1. С. 3—19.