

04

© 1992

ГЕНЕРАЦИЯ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ВОЛН ПРИ ПЕРЕХОДЕ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА „ТУМАН-3“ В Н-РЕЖИМ

Е.Р. И т с, С.В. К р и к у н о в,
 С.В. Л е б е д е в, К.А. П о д у ш н и к о в а,
 В.В. Р о ж д е с т в е н с к и й, Н.В. С а х а р о в,
 К.Г. Ш а х о в е ц, С.П. Я р о ш е в и ч

В токамаке „Туман-3“ обнаружен переход разряда в Н-режим с улучшенным удержанием плотной дейтериевой плазмы [1]. Переход инициировался на квазистационарной стадии омического нагрева (ОН), 1-4 на рис. 1, а, быстрым одновременным подъемом I_p в 1.4 раза, B_T в два раза, при растущем газонапуске. Возникающий при этом выброс U_p может быть вызван ростом I_p из-за увеличения вихревого поля E , быстро проникающего снаружи внутрь плазмы, а также сужением токового канала при магнитном сжатии. Вспышка МГД-активности (4 на рис. 1, а), появляющаяся в течение подъема I_p , B_T , коррелирует с первой вспышкой HXR (1 на рис. 1, б). По окончании этих вспышек I_{Dox} (3 на рис. 1, а) быстро падает, затем с $t_2 = 41$ мс, растет и, достигнув максимума на $t_3 = 44$ мс, снова уменьшается. Переход разряда в Н-режим завершается к $t_2 = 41$ мс. Об этом свидетельствует рост N_i , в соответствии с увеличением $Te(O)$, $ISXR$ из центральной области плазмы (1 на рис. 1, б). Негепловое СВЧ излучение возникает лишь при подъеме I_p , B_T (2 и 3 на рис. 1, б) и существует в течение $t_4 - t_1 \approx 10$ мс на I стадии Н-режима пока растет $Te(O)$. $Tr^{СВЧ}$ становится максимальной на $t_2 = 41$ мс, затем монотонно уменьшается до теплового уровня в диапазоне частот (38-53) ГГц к $t_3 = 44$ мс в диапазоне (53-78) ГГц к $t_4 = 46$ мс, когда заканчивается рост

Из рис. 2, а, 2 видно, что в течение подъема I_p , B_T ширина плотного и горячего ядра плазмы, Δl , несколько увеличивается, N_m возрастает до $\approx 3.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Сжатие ядра начинается после подъема I_p , B_T и заканчивается на I стадии Н-режима. При этом N_m и $Te(O)$ в центральной области плазмы продолжают расти, но в несимметричном периферийном слое плазмы, „шубе“, с $r_+ \geq 20$ см и $r_- \geq 15$ см, меняются незначительно, несмотря на увеличивающийся газонапуск. В то же время $Tr^{СВЧ}$ существенно уменьшается. На II стадии, когда СВЧ-излучение практически исчезает, ядро быстро расширяется при $N_m \approx const$ и уменьшении $Te(O)$. Толщина и плотность „шубы“ растут изнутри в области сильного B_T и уменьшаются снаружи в области слабого B_T . Появляется вторая вспышка HXR (1, рис. 1, б). На осциллограммах $ISXR$, HXR за-

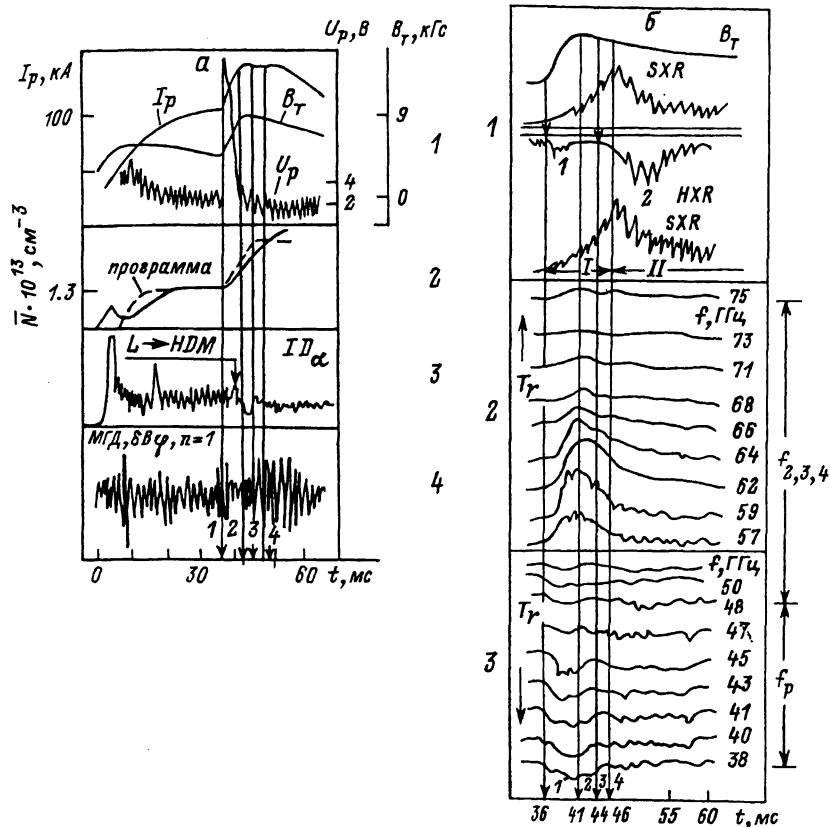


Рис. 1. а) Ток, I_p , и напряжение на обходе камеры, U_p , магнитное поле на оси разряда, B_t (1); средняя плотность электронов, N (2); интенсивность свечения линии D_α , ID_α (3); флуктуации поперечного магнитного поля, $\delta V \phi$ (4). б) Магнитное поле, B_t , интенсивность мягкого из центральной области плазмы (ISX) и жесткого с энергией квантов $W_\gamma \geq 200$ кэВ (IHX) рентгеновского излучения (1); радиационная температура СВЧ-излучения на различных частотах, T_r (2, 3).

заметно влияние „пилообразных“ колебаний. Когда на 46 мс „шуба“ и область перемешивания перекрываются, профиль $N(r)$ становится широким, Δl медленно растет, но $Nl m \approx const$. После перехода в Н-режим энергосодержание плазмы меняется мало.

По данным о $N(r, t)$ и $B_t(t)$ можно установить, что вспышки СВЧ-излучения зарегистрированы в диапазоне частот $f_p \div f_3$, где f_p , f_3 – плазменная частота и 3 гармоника циклотронной частоты электронов. Длительность вспышки на $f \approx f_p$ меньше, чем на $f \leq f_3$ (2, 3 на рис. 1, б). Различен и характер спектра, $T_r^{СВЧ}(f)$, на

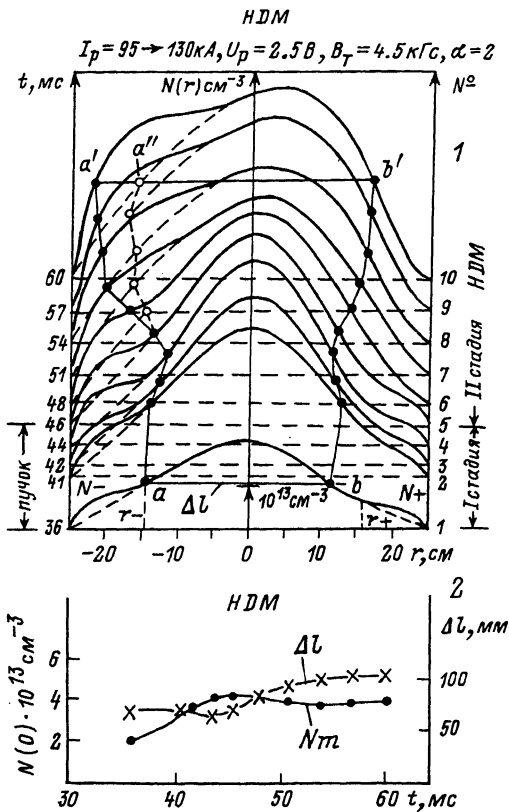


Рис. 2. Эволюция радиального профиля плотности электронов, $N(r, t)$ (1), максимальной плотности (N_m) и ширины профиля (ΔL) (2).

этих частотах (рис. 3). В течение роста I_p, B_T в спектре формируется пик на частоте $f \approx 58$ ГГц, смещающийся со временем в высокочастотную область. После окончания вспышки на f_p пик исчезает, спектр становится сплошным. Вид $T_r^{CBU}(f)$ на f_p иной — сплошной в течение всей вспышки. Таковы основные экспериментальные результаты.

Анализ результатов, согласно [2], показывает следующее. Возросшее при подъеме I_p, B_T поле E увеличивает не только энергию электронов, ускоренных до подъема, но и скорость рождения, плотность и энергию убегающих электронов в кольцевом слое на периферии плазмы. Такой пучок является источником синхротронного излучения (СИ) на гармониках ЭЦЧ. С ростом I_p ускоренные электроны удерживаются эффективнее. Однако из-за усиления МГД-активности (4 на рис. 1, а) возрастает их поток на стенку камеры, вызывающий первую вспышку НХР (1 на рис. 1, б).

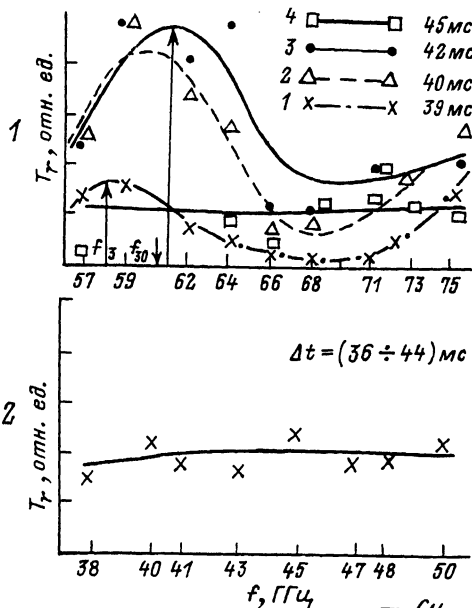


Рис. 3. Частотные спектры синхротронного, T_r^{Cu} (1) и коллективного, T_r^{KM} (2) СВЧ излучения до, в течение и после подъема I_p, B_T .

В кольцевом слое плазмы, где столкновительное затухание мало, достаточно плотный и энергичный пучок может возбуждать интенсивные замагниченные ленгмюровские волны с $f \leq f_p$ на аномальном эффекте Доплера. При частичной трансформации этих волн в электромагнитные возникает коллективное излучение (КИ) в диапазоне плазменных частот. Из рис. 4 видно, что в области неустойчивости, где $f_i/f_p > 0.48$ и анизотропия энергии пучка превысит пороговое значение, $A > A^*$, возможна раскачка волн на f_i . В токамаке „Туман-3” с относительно слабым $B_T \leq 10$ кГс, $f_i/f_p \leq 1$, A^* оказывается меньше, чем в токамаках с большим полем. Время, за которое энергия убегающих электронов превысит пороговое значение, $\tau^* \approx 0.1$ мс, — меньше времени релаксации плазменных волн, $\tau_p \approx 3$ мс, определявшегося по спаду $T_r^{KM}(f)$ (3 на рис. 1, б). Типичные для „жесткого” режима возбуждения параметров плазмы и СВЧ-излучения релаксационные колебания на опыте не обнаружены. Коллективное излучение (КИ) зарегистрировано в диапазоне частот (38–53) ГГц. Поэтому в нашем случае реализуется „мягкий” режим непрерывного возбуждения плазменных волн. По критерию на пороговое затухание плазменных волн [2] и данным о периферийной области плазмы с $r_b \geq 15$ см, соответствующим моменту времени, $t = 39$ мс, когда $T_r^{KM}(t)$ становится максимальной, оценивались E_{min} , возникающее в течение подъема I_p, B_T , и некоторые параметры кольцевого пучка.

Из оценок следует, что $E_{min} \approx 0.02$ В/см [3], т.е. на периферии плазмы поле может возрасти более чем в два раза. Это обус-

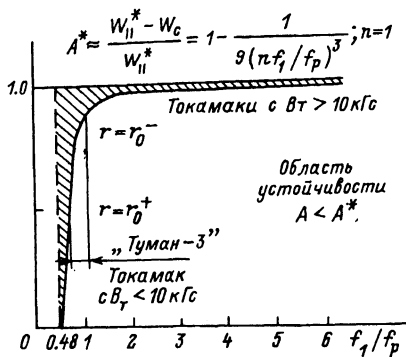


Рис. 4. Зависимость порогового значения анизотропии пучка от отношения f_1/f_p .

ловливает существенное увеличение скорости рождения ($\Gamma \geq 4 \cdot 10^{-6}$) и относительной плотности убегающих электронов ($N_b/N \leq 0.03$). За время жизни, определявшееся по спаду $T_r^{CH}(t)$, $\tau_b \approx 4$ мс (2 на рис. 1, б), электроны могут получить энергию $W_{II} \approx 6$ МэВ при $W_L \approx W_c \approx 4$ кэВ, превышающую пороговое значение, $W^* \approx 16$ кэВ. При возбуждении волн пучок тормозится, его энергия изотропизуется: $W_{II} \approx W_L \approx W^*$. С учетом увеличения W_L из-за роста v_T в 1.5 раза полная энергия пучка составит: $W_0 \approx 40$ кэВ, ее среднее значение, $\bar{W}_0 = (W_0 + W_c)/2$, $\bar{W}_0 \approx 22$ кэВ. Эта величина оказалась близкой значению, полученному из релятивистского смещения пика, $T_r^{CH}(f_3)$, в спектре СИ пучка для $t = 39$ мс, (1 на рис. 3). Энергосодержание такого пучка, $N_b \cdot \bar{W}_0 \approx 5 \cdot 10^{15}$ эВ/см³, сравнимо по порядку величины с энергосодержанием плазмы, $N \cdot T_e \approx 8 \times 10^{15}$ эВ/см³, и несколько превышает энергосодержание ее периферийного слоя плазмы, $(N T_e) \approx 10^{15}$ эВ/см³ [2]. Ускоренные электроны могут переносить больший ток, чем тепловые, $j_b/j_e \approx \approx 100$.

При появлении периферийного кольцевого токонесящего пучка частично стабилизируются „пилообразные“ колебания (1 на рис. 1, б) и МГД – активность (4 на рис. 1, а), восстанавливающиеся после его исчезновения. Однако взаимодействие с возбужденными волнами вызывает диффузионный поток ускоренных электронов из кольцевой области. Судя по спаду $T_r^{KH}(t)$ (3 на рис. 1, б) и увеличивающемуся выделению дейтерия стенкой, прекращающемуся при исчезновении пучка (3 на рис. 1, а), электроны выходят на стенку камеры через ≈ 5 мс после раскочки плазменных волн. Возникающее при этом NHR практически полностью поглощается стенкой и элементами установки, т.к. I_{NHR} после первой вспышки уменьшается до первоначального уровня (1 на рис. 1, б). Это свидетельствует о существенном замедлении пучка и согласуется с полученными из оценок и измерений спектра $T_r^{CH}(f)$ (1 на рис. 3)

сведениями об энергии пучка. Вместе с тем, увеличение вихревого поля, количества и энергии запертых электронов, обусловленное соответственно подъемом I_p , V_T и изотропизацией энергии пучка при возбуждении плазменных волн, усиливает неоклассический поток частиц внутрь плазмы.

Возможно, что увеличение ΔI керна в течение подъема I_p , V_T (1 на рис. 2) вызвано тем, что диффузионный поток несколько превышает неоклассический. По мере релаксации плазменных волн (3 на рис. 1, б) диффузия ослабевает, превалирующим становится неоклассический поток. Это обуславливает сжатие керна, рост N_m , $T_e(0)$ по окончании подъема I_p , V_T . Таким образом, образование пучка может способствовать переходу разряда в Н-режим, несмотря на развитие ленгмюровской турбулентности в плазме. На I стадии, с пучком, удержание улучшается по всему объему плазмы. На II, после исчезновения пучка, — только на периферии, т.к. поведение плазмы оказывается таким же, как и в режиме с омической Н-модой [1].

В заключение отметим, что электроны, родившиеся и ускоренные при подъеме I_p , V_T , там, где не выполняются условия для раскачки плазменных волн, начинают выходить на диафрагму лишь через $t_4 - t_1 = 10$ мс, генерируя вторую вспышку HXR (1 на рис. 1, б). Энергия электронов, оценивавшаяся по задержке вспышки относительно начала подъема и известному E_{min} , составляет $W_{II} \approx 5$ МэВ [3]. Это согласуется с приведенной выше оценкой и сплошным характером спектра СИ в период ($t > 44$ мс), когда прекращается возбуждение плазменных волн.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А к а т о в а Т.Ю., А с к и н а з и Л.Г., А ф а н а с ь е в В.И. и др. 13 Межд. конф. по управляемому синтезу и физике плазмы, IAEA, Вашингтон, 1990, CN-53/A-7-4.
- [2] П а р а и л В.В., П о г у ц е О.П. Вопросы теории плазмы, вып. 11 / Под ред. М.А. Леонтовича и Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоиздат. 1982. С. 5-55.
- [3] А ф а н а с ь е в В.И., И т с Е.Р., К и п т и л ы й В.Г. и др. 18 Европ. конф. по управляемому синтезу и физике плазмы, Берлин, 3-7 июля, 1991, т. 14В, ч. 1У, G27. С. 321-324.

Поступило в Редакцию
19 августа 1992 г.