

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ И МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТЬ ПРИ МНОГОИМПУЛЬСНОМ ЭЦ-НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

© 2019 г. Г. М. Батанов^{a,*}, В. Д. Борзосеков^{a,**}, Д. Г. Васильков^{a,b},
С. Е. Гребенщиков^a, Л. В. Колик^a, Е. М. Кончечков^a, А. А. Летунов^a,
А. Е. Петров^a, В. Д. Степахин^a, Н. К. Харчев^a, А. А. Харчевский^a

^a Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

^b Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*e-mail: batanov@fpl.gpi.ru

**e-mail: borzosekov@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 14.01.2019 г.

После доработки 13.03.2019 г.

Принята к публикации 25.03.2019 г.

При многоимпульсном центральном электронно-циклотронном нагреве плазмы серией микроволновых импульсов на стеллараторе Л-2М показано существование нескольких фаз потерь энергии плазмы: короткая стадия низких потерь энергии, стадия быстрого роста потерь, квазистационарная стадия и стадия релаксации в промежутках между импульсами нагрева. Величина потерь на стадии быстрого роста в два и более раз выше, чем величина потерь на стадии релаксации при одинаковой энергии, запасенной в плазменном шнуре. Измерения уровня коротковолновых флуктуаций плотности плазмы проводились с помощью коллективного рассеяния как обыкновенной, так и необыкновенной СВЧ-волн. Уровень флуктуаций плотности существенно меньше на квазистационарной стадии, чем на предшествующих ей стадиях нагрева. Переход к уменьшенному уровню флуктуаций завершается одновременно с прекращением изменения профилей плотности вследствие эффекта откачки плотности и установлением стационарных провальных профилей плотности. Уровень длинноволновых флуктуаций плотности на периферии плазмы, регистрируемый доплеровским рефлектометром, сохраняется в течение импульсов электронно-циклотронного нагрева и в интервалах между ними. Однако с началом стадии быстрого роста потерь существенно изменяется вид спектра флуктуаций плотности. Изначально узкий спектр с одним максимумом вблизи нулевой частоты значительно уширяется, амплитуда центрального максимума значительно уменьшается, и появляются два дополнительных максимума на частотах 0.7 МГц и –0.7 МГц.

DOI: 10.1134/S0367292119080018

1. ВВЕДЕНИЕ

Многоимпульсный режим электронно-циклотронного (ЭЦ) нагрева плазмы последовательно микроволновых импульсов представляет интерес для установления роли различных процессов в переносе и их взаимосвязи с эволюцией параметров плазмы: профилей температуры и плотности заряженных частиц, характеристик микротурбулентности различного масштаба и природы. На стеллараторе Л-2М в работе [1] было показано, что с начала импульса ЭЦ-нагрева существует временной интервал слабого изменения мощности потерь энергии из плазмы. По истечении этого интервала начинается быстрый рост мощности потерь, завершающийся уравниванием мощности потерь с мощностью ЭЦ-нагрева. Временной интервал слабого изменения мощно-

сти потерь сокращается примерно вдвое при удвоении мощности ЭЦ-нагрева $P_{\text{ЭЦ}}$ от 0.2 МВт до 0.4 МВт. В данной работе мы попытаемся выяснить наличие корреляций между временными изменениями мощности потерь, изменениями профилей плотности и температуры, а также изменениями уровня и спектрального состава турбулентных флуктуаций плотности плазмы.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперименты были выполнены в основной магнитной конфигурации стелларатора Л-2М при центральном многоимпульсном ЭЦ-нагреве, представляющем собой последовательность импульсов микроволнового излучения (рис. 1). Включению многоимпульсного ЭЦ-нагрева на

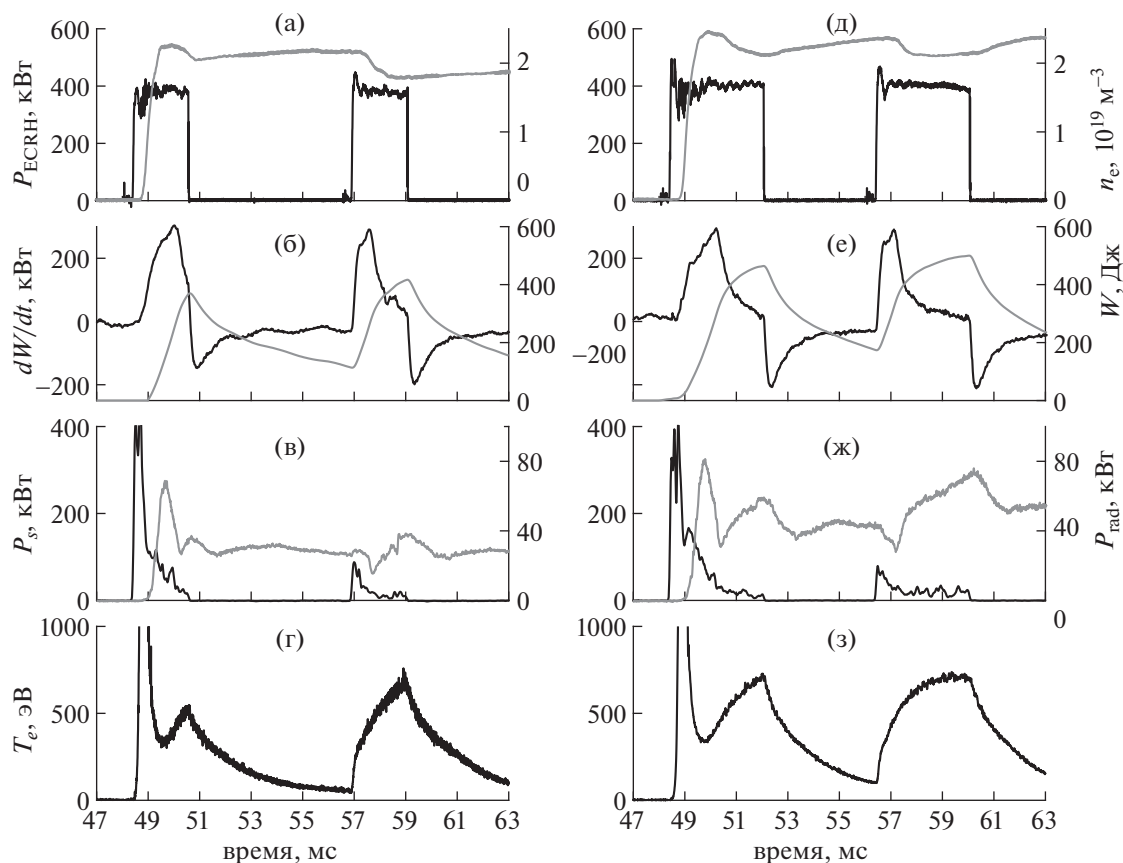


Рис. 1. Эволюция макропараметров плазмы стелларатора Л-2М при многоимпульсном ЭЦ-нагреве: а)–г) – разряд № 21354, длительность импульсов ЭЦ-нагрева $\tau_p = 2.2$ мс, длительность пауз между импульсами $\tau_{br} = 6.3$ мс; д)–з) – разряд № 21375 $\tau_{и} = 3.7$ мс, $\tau_{п} = 4.3$ мс. На всех графиках с двумя осями ординат левая ось относится к черной кривой, а правая – к серой. а), д) – мощность ЭЦ-нагрева P_{ECRH} (черная кривая) и средняя электронная плотность плазмы n_e (серая кривая); б), е) – производная диамагнитного отклика dW/dt (черная кривая) и энергия плазмы W (серая кривая); в), ж) – не поглощенная в плазме микроволновая мощность ЭЦ-нагрева P_s (черная кривая) и мощность радиационных потерь P_{rad} (серая кривая); з) – электронная температура в центре плазменного шнура.

48-й мс соответствовало положение гирорезонанса для волны с частотой $f = 75$ ГГц на $R_0 = 97$ см по направлению вдоль большого радиуса тора. Положение магнитной оси и гирорезонанса в центре вакуумной камеры при $R_0 = 100$ см соответствовало 54-й мс, а на 60-й мс положение гирорезонанса вновь смещается к $R_0 = 98$ см. Мощность ЭЦ-нагрева $P_{ЭЦН}$ в каждом отдельном импульсе описываемого в данной работе эксперимента составляла 0.4 МВт, а длительность импульсов τ_p серии была либо 2.2 мс (рис. 1а–г), либо 3.7 мс (рис. 1д–з). Также были испробованы различные значения интервалов (пауз) τ_{br} между импульсами: 2.3 мс, 4.3 мс (рис. 1д–з) и 6.3 мс (рис. 1а–г). Плотность плазмы, измеренная 2 мм интерферометром по вертикальной хорде плазменного шнура, в течение одной серии импульсов обычно лежала в диапазоне $(1.9\text{--}2.1) \times 10^{13}$ см $^{-3}$. Температура электронов в области нагрева, измеренная по мощности электронно-циклотронного

излучения на второй гармонике гирочастоты электронов (74 ГГц) [2] и по спектру мягкому рентгеновскому излучению [3], достигала 0.7 кэВ. Характерная эволюция распределения плотности плазмы в одном из режимов была измерена с помощью HCN-интерферометра (длина волны $\lambda = 337$ мкм) [4].

Флуктуации плотности плазмы измерялись методом коллективного рассеяния излучения гиротрона, осуществляющего ЭЦ-нагрев плазмы. Были использованы: метод обратного рассеяния на коротковолновых флуктуациях ($k = 30$ см $^{-1}$), метод малоуглового рассеяния на длинноволновых флуктуациях ($k = 1$ см $^{-1}$), метод брэгговского рассеяния на угол $\pi/2$ на коротковолновых флуктуациях ($k = 20$ см $^{-1}$) в области ЭЦ-нагрева [5–7]. На периферии плазмы длинноволновые флуктуации ($k = 2$ см $^{-1}$) плотности плазмы измерялись с помощью обратного рассеяния излучения (37.5 ГГц) доплеровского рефлектометра [8]. Угол

ввода обыкновенной (О) волны рефлектометра составлял 16° относительно нормали к граничной магнитной поверхности. Это позволяло регистрировать флуктуации плотности в краевой области плазменного шнура, где плотность достигала $1.7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, т.е. при $r/a = 0.8-0.9$.

С помощью микроволнового детектора, помещенного в поглощающий коллиматор, измерялось излучение ($\lambda \leq 4 \text{ мм}$), выходящее из внешнего патрубка стелларатора, расположенного в поперечном сечении тора, отстоящем от сечения ввода излучения гиротрона на $1/4$ периметра тора.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При определении мощности потерь энергии плазменным шнуром мы будем исходить из следующих положений. В интервале между импульсами ЭЦ-нагрева производная диамагнитного отклика dW/dt представляет собой полную мощность потерь P_{los} , включая мощность радиационных потерь P_{rad} :

$$P_{los} = -dW/dt. \quad (1)$$

При этом $P_{rad} \equiv -dW/dt$ через 5–6 мс после окончания импульса ЭЦ-нагрева при сохранении средней плотности плазмы. Используя этот факт, можно прокалибровать сигнал радиационных потерь для перехода к абсолютным значениям.

Поскольку плазменный шнур формируется в первом импульсе серии, а средняя плотность плазмы сохраняется далее в течение всей серии и после ее окончания еще около 10 мс, то во втором и последующем импульсах производная диамагнитного отклика dW/dt представляет собой мощность, идущую на увеличение энергии заряженных частиц. Это означает, что она равна мощности излучения гиротрона P_0 за вычетом микроволновой мощности, излучаемой через патрубки (непоглощенной мощности нагрева) P_s , мощности радиационных потерь, а также мощности тепловых потерь на стенку вакуумной камеры P_{2los} .

$$\begin{aligned} dW/dt &= P_0 - P_s - P_{rad} - P_{2los} \\ \text{или} \quad P_{2los} &= P_0 - dW/dt - P_{rad} - P_s. \end{aligned} \quad (2)$$

Примеры результатов измерений различных величин в двух использованных в эксперименте режимах приведены на рис. 1. Нетрудно видеть, что средняя плотность плазмы слабо меняется в течение серии, оставаясь на уровне $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В интервалах между импульсами нагрева происходит падение как энергии плазмы W , так и центральной температуры $T_e(0)$. Это падение усиливается с ростом паузы τ_{br} между импульсами нагрева. На рис. 1 также приведены сигналы де-

тектора, регистрирующего микроволновую мощность, излучаемую из вакуумной камеры. Эта непоглощенная в плазме мощность излучения гиротрона P_s может быть оценена по всплеску на переднем фронте первого импульса серии, если принять, что этот всплеск пропорционален полной вводимой в камеру мощности P_0 . Уже к концу первого импульса эта непоглощенная в плазме мощность составляет около 20%. К середине второго импульса ЭЦ-нагрева величина P_s падает ниже 10%. Однако с увеличением интервала между импульсами τ_{br} до 4.3 мс на переднем фронте второго и последующих импульсов величина P_s достигает 25% и более. По-видимому, это вызвано падением температуры электронов и соответствующим падением коэффициента поглощения на одном проходе микроволнового пучка в области гирорезонанса.

Сделав эти предварительные замечания, перейдем к рассмотрению эволюции мощности тепловых потерь P_{2los} . Для этого вначале условимся о наименовании характерных временных интервалов (рис. 2) хронологически в порядке их наступления от начала импульса ЭЦ-нагрева: I — стадия низких потерь; II — стадия быстрого роста потерь; III — стадия перехода в стационарное состояние; IV — стадия релаксации плазмы с момента окончания одного импульса ЭЦ-нагрева до начала последующего. Данные стадии повторяются от импульса к импульсу в течение всего ряда и наблюдаются во всех экспериментах по многоимпульсному ЭЦ-нагреву на стеллараторе Л-2М при использованных мощностях нагрева, длительностях импульсов нагрева и пауз между ними.

Далее в работе мы сосредоточим внимание на анализе состояния плазмы в течение 2-го импульса ЭЦ-нагрева, вследствие того, что область гирорезонанса в течение серии импульсов смещается таким образом, что во втором импульсе нагрева она находится практически на оси вакуумной камеры $R_0 = 100 \text{ см}$. На рис. 2 приведены сигналы производной диамагнитного отклика dW/dt , мощности радиационных потерь P_{rad} и сигнал детектора непоглощенной мощности в течение второго импульса нагрева. Время нарастания dW/dt после начала нагрева на стадии I определяется постоянной времени стенок камеры из нержавеющей стали, которая составляет 170 мкс. Далее в течение 0.3 мс наблюдается слабое изменение величины dW/dt . Это означает слабое изменение мощности потерь энергии заряженных частиц из-за малой величины P_{rad} , P_s и их слабого изменения в течение этого временного интервала. Оценка по формуле (2) показывает, что $P_{2los} = 60 \text{ кВт}$ на стадии I.

Дальнейшее изменение производной диамагнитного отклика dW/dt на стадии II представляет

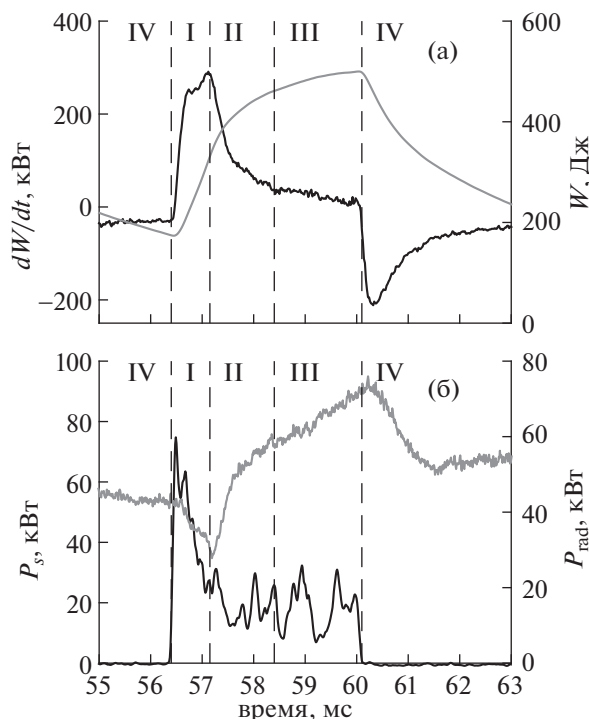


Рис. 2. Характерные стадии эволюции потерь энергии в плазме стелларатора Л-2М при многоимпульсном ЭЦ-нагреве на примере второго импульса нагрева в разряде № 21375. На всех графиках с двумя осями ординат левая ось относится к черной кривой, а правая — к серой, вертикальные тонкие штриховые линии указывают временные границы характерных стадий. а) — производная диамагнитного отклика dW/dt (черная кривая) и энергия плазмы W (серая кривая); б) — не поглощенная в плазме микроволновая мощность ЭЦ-нагрева P_s (черная кривая) и мощность радиационных потерь P_{rad} (серая кривая).

собой быстрый спад за 0.3–0.5 мс, а затем более медленное падение, так что к концу стадии III при длительности импульса 3.7 мс величина $dW/dt = 0$, что означает равенство мощности нагрева и мощности потерь. Этот быстрый рост потерь обязан росту тепловых потерь, т.к. радиационные потери и потери мощности на излучение из патрубков составляют, как видно из рис. 2, малую долю мощности ЭЦ-нагрева. Переход в “ухудшенный” режим удержания, подобный переходу из стадии I в стадию II, наблюдался еще в ранних работах на токамаках, например, T-10 [9], через непродолжительное время после начала ЭЦ-нагрева, и ASDEX [10] после начала нагрева с помощью инжекции пучка нейтральных частиц. В обоих случаях было показано, что продолжительность стадии I низких потерь можно увеличить с помощью увеличения газонапуска.

Естественно предположить, что процессы переноса на стадии нагрева и в его отсутствие могут отличаться друг от друга. В связи с этим интерес-

но было бы выполнить сравнение мощности потерь на этих двух стадиях при равных энергиях плазмы. Такое сравнение для импульса 21375 дает следующий результат: величина энергии $W = 0.4$ кДж достигается как на стадии II во время импульса ЭЦ-нагрева, так и на стадии IV — стадии релаксации плазмы (рис. 2). Для этих моментов времени $dW/dt(II) = 115$ кВт и $dW/dt(IV) = -155$ кВт. А тепловые потери согласно соотношениям (1) и (2) равны

$$P_{2los}(II) = P_0 - dW/dt - P_{rad} - P_s = \\ = 400 - 115 - 55 - 15 = 215 \text{ кВт},$$

$$P_{2los}(IV) = |dW/dt| - P_{rad} = 155 - 55 = 100 \text{ кВт}.$$

Как мы видим, стадия II нагрева отличается от стадии IV релаксации как минимум вдвое большими тепловыми потерями мощности. Далее, до изложения результатов измерений турбулентных флуктуаций плотности плазмы, необходимо сделать короткое замечание. Поскольку длины свободного пробега электронов в высокотемпературной плазме стелларатора значительно превышают несколько периметров тора, то измерения температуры электронов и диамагнетизма дают величины, усредненные по периметру тора. Все же измерения флуктуаций плотности локальны и, как было отмечено в работе [11], не синхронны в различных полоидальных сечениях. Следовательно, временную эволюцию турбулентных флуктуаций плотности можно сопоставлять с эволюцией температуры электронов и мощности потерь плазменным шнуром только качественно.

Кратко коснемся вопроса влияния длительности импульсов нагрева τ_p и пауз τ_{br} между ними на исследуемые параметры плазмы. Изменением длительности импульса ЭЦ-нагрева и интервала между импульсами мы изменяем начальные условия взаимодействия микроволнового пучка с плазмой. Изменяются два фактора: начальная температура электронов и радиальные профили плотности и температуры. При этом средняя плотность плазмы сохраняется, как это видно из приводимых на рис. 1 сигналов 2-мм интерферометра. Удвоение длительности импульса τ_p несколько (примерно на треть) увеличивает мощность радиационных потерь, достигаемую в конце стадии III. Утроение длительности паузы τ_{br} между импульсами увеличивает продолжительность стадии I на производной диамагнитного отклика dW/dt на 100–150 мкс.

На рис. 3 показана временная эволюция квадрата флуктуаций плотности n^2 , получаемая из зарегистрированного рассеянного излучения по методике, описанной в [12]. Приводимые на рисунке кривые дают представление об эволюции уровня флуктуаций плотности. Результаты измерений обратного рассеяния характеризуют уро-

вень флуктуаций, усредненный по лучевой траектории микроволнового пучка от граничной магнитной поверхности до области гирорезонанса, а результаты измерений малоуглового рассеяния усреднены по всей хорде плазменного шнура. Результаты брэгговского рассеяния на угол $\pi/2$ дают представление об эволюции флуктуаций плотности в области ЭЦ-нагрева.

Все диагностики рассеяния на стеллараторе Л-2М могут быть настроены как на прием обыкновенной (О) волны, так и на прием необыкновенной (Х) волны. Такая возможность оказывается очень полезной в условиях ЭЦ-нагрева плазмы на стеллараторе Л-2М, где происходит расщепление изначально линейно поляризованного микроволнового излучения на Х- и О-компоненты [13], и можно ожидать рассеяния обеих этих компонент на флуктуациях плотности. В проведенных экспериментах мы регистрировали как рассеяние Х-волны, так и О-волны с целью найти отличия во временном ходе этих двух сигналов. Различия действительно можно обнаружить. Самое существенное отличие, которое удалось выявить, состоит в том, что на стадии ЭЦ-нагрева II падение интенсивности рассеянного излучения и переход к некоторому квазистационарному уровню происходит для Х-волны на 1.5 мс раньше, чем для О-волны. Можно предположить, что такое различие в эволюции рассеяния Х- и О-волн вызвано ЭЦ-поглощением Х-волн. В работе [14] показано, что при специфической магнитной конфигурации стелларатора Л-2М, когда средняя плотность плазмы n_e составляет $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, но при этом происходит перестройка радиального профиля плотности, пучок Х-волн отклоняется в нижнюю полуплоскость тора, испытывая поглощение на всей протяженности своей траектории. В то же время рефракция О-волн незначительна: показатель преломления О-волны 0.77, а ЭЦ-поглощение для О-волн практически отсутствует. Поэтому для анализа эволюции уровня флуктуаций плотности целесообразно использовать именно рассеяние О-волны.

Удивительно, но по результатам измерений всех диагностик коллективного рассеяния временной ход интенсивности флуктуаций плотности, для всех измеряемых длин волн флуктуаций и всех областей наблюдения, оказывается очень похожим. Во-первых, практически во всех разрядах регистрируется короткий (0.2–0.3 мс) всплеск интенсивности флуктуаций n^2 на стадии ЭЦ-нагрева I. Появление этого всплеска совпадает по времени с фронтом роста температуры электронов T_e в области гирорезонанса. Можно предположить, что он вызван резким возмущением плотности в узкой области резонанса или процессом типа распадной параметрической неустойчивости в этой области [15]. Во-вторых, эволюция

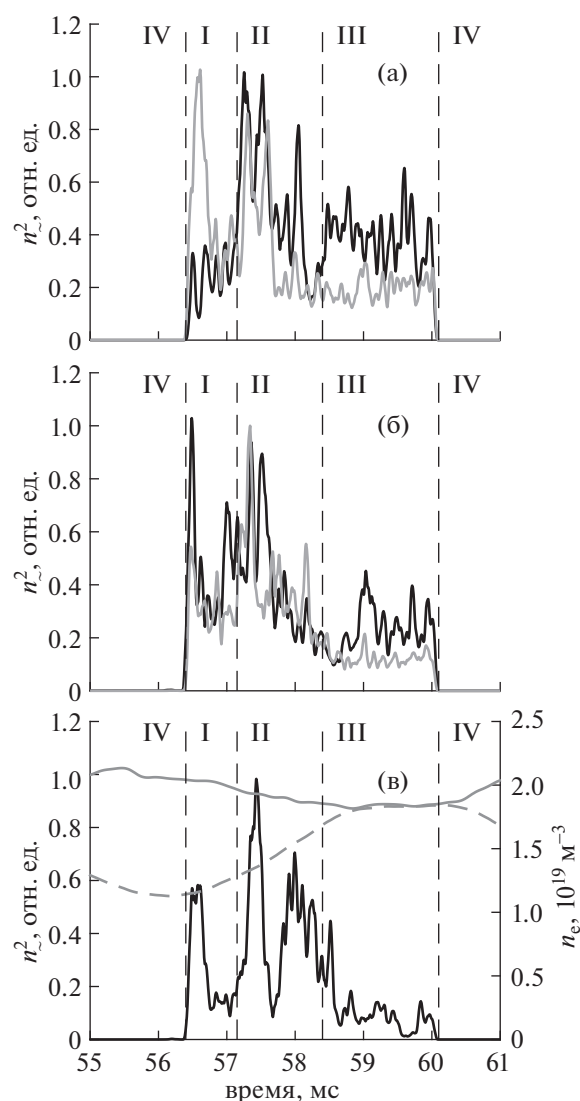


Рис. 3. Эволюция интенсивности микротурбулентности в разряде № 21375. а) — полученная по рассеянию на $\pi/2$ в верхнюю полуплоскость тора интенсивность коротковолновых флуктуаций плотности n^2 в локальной области, центрированной на оси вакуумной камеры (черная кривая), и в области, отстоящей от центра на 2 см наружу тора (серая кривая); б) — усредненная по половине центральной хорды интенсивность коротковолновых флуктуаций плотности n^2 (черная кривая) и усредненная по всей длине центральной хорды интенсивность длинноволновых флуктуаций (серая кривая); в) — полученная по рассеянию на $\pi/2$ в нижнюю полуплоскость тора интенсивность коротковолновых флуктуаций плотности n^2 в центральных областях плазменного шнура (черная кривая, левая ось ординат) и плотность плазмы n_e (правая ось ординат), измеренная лазерным интерферометром по центральной хорде (сплошная серая кривая) и по краевой хорде (штриховая серая кривая).

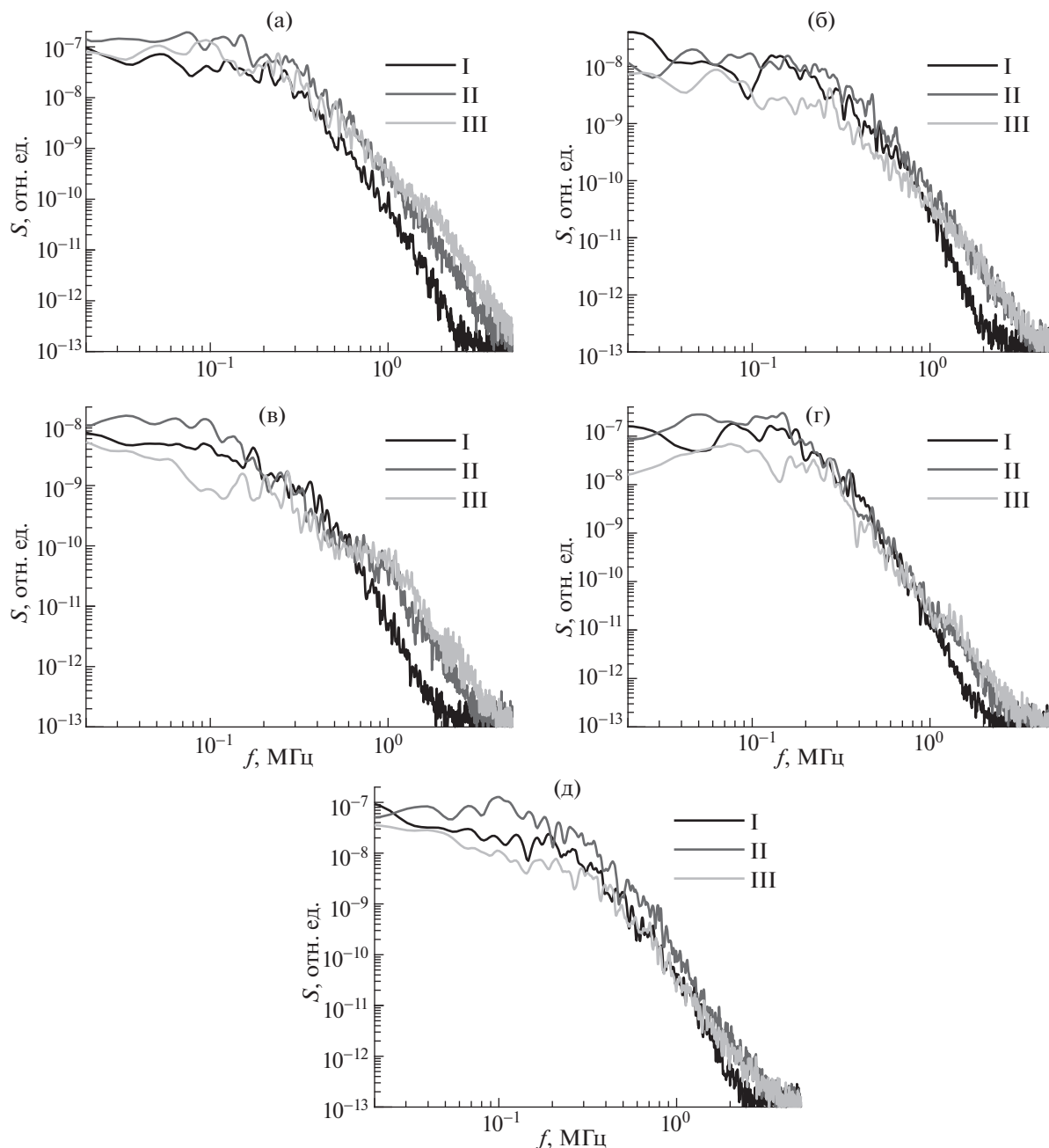


Рис. 4. Эволюция спектров микротурбулентности. На всех графиках черная кривая соответствует спектру на стадии I ЭЦ-нагрева, темно-серая соответствует спектру на стадии II и светло-серая соответствует спектру на стадии III. а) — коротковолновые флуктуации в области, центрированной на оси вакуумной камеры (по рассеянию в верхнюю полуплоскость тора); б) — коротковолновые флуктуации в области, отстоящей от центра на 2 см наружу тора; в) — коротковолновые флуктуации, усредненные по половине центральной хорды; г) — длинноволновые флуктуации, усредненные по всей длине центральной хорды; д) — коротковолновые флуктуации в области ЭЦ-нагрева (по рассеянию в нижнюю полуплоскость тора).

интенсивности флуктуаций плотности на стадии II ЭЦ-нагрева представляет собой последовательные всплески большой амплитуды на фоне некоторого ненулевого среднего уровня. В-третьих, к моменту завершения перестройки профиля плотности под воздействием эффекта откачки

плотности [16–21] устанавливается пониженный, по сравнению со стадией II ЭЦ-нагрева, квазистационарный уровень флуктуаций плотности. Повышенный уровень флуктуаций плотности при активной перестройке профиля плотности отмечался и в работе [22] на токамаке T-10. Там

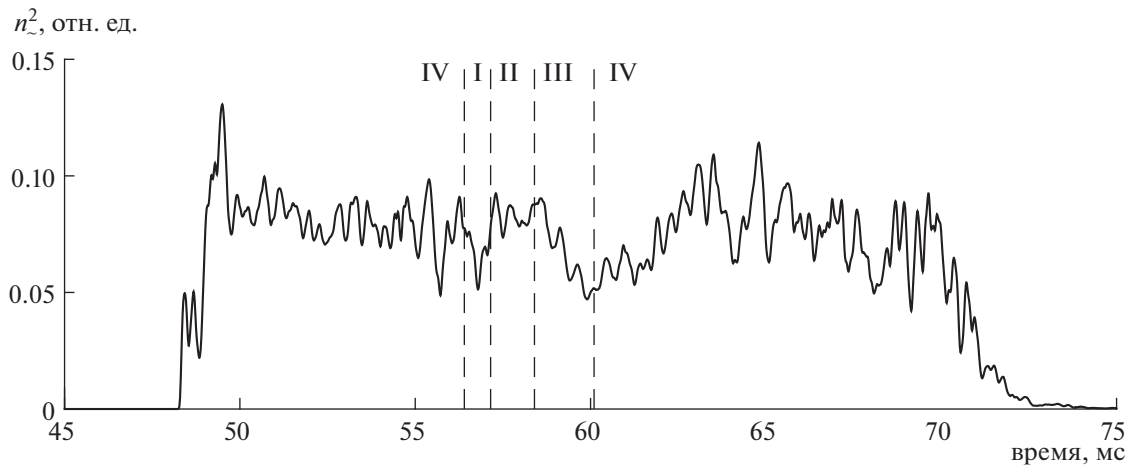


Рис. 5. Эволюция интенсивности длинноволновых флуктуаций плотности n^2 на периферии плазменного шнура.

уровень флуктуаций также падал после завершения перестройки профиля.

Как видно из приводимых графиков, уровень коротковолновых флуктуаций плотности максимален во время наибольшей скорости падения плотности в центральных областях плазменного шнура и наибольшей скорости роста плотности на периферии. Таким образом, высокий уровень коротковолновых флуктуаций плотности в области гирорезонанса сохраняется в течение импульса ЭЦ-нагрева при нарастающей температуре электронов и нарастающем уровне мощности потери независимо от исходного уровня температуры и радиального профиля плотности. Однако следует отметить некоторые изменения спектров коротковолновых флуктуаций плотности (рис. 4). При переходе из стадии I к стадии II увеличивается интенсивность практически во всей частотной области: высокочастотная (ВЧ) компонента >1 МГц возрастает по результатам всех диагностик, но стоит отметить, что данный спектральный диапазон практически не вносит вклад в суммарную интенсивность флуктуаций. А вот рост низкочастотной (НЧ, <300 кГц) компоненты не везде отчетливо наблюдается (рис. 4б и рис. 4г). На III стадии существенно падает интенсивность НЧ-компоненты, а ВЧ-компонента существенно не меняется. Подобный результат в рамках модели самоорганизованной критичности может быть получен при появлении в плазме шира скоростей полоидального вращения (см., например, обзор [23]).

На стадии I и II ЭЦ-нагрева интенсивность выше, по сравнению со стадией III, в частотной области до 200–400 кГц для всех диагностик, кроме брэгговского рассеяния на $\pi/2$ в верхнюю полуплоскость тора из локальной области, центрированной на оси вакуумной камеры. Но на стадии

III ЭЦ-нагрева выше интенсивность высокочастотной составляющей (>800 кГц), что наиболее ярко проявилось в результатах измерения флуктуаций из вышеупомянутой локальной области (рис. 4а). Однако стоит отметить, что данный спектральный диапазон практически не вносит вклад в суммарную интенсивность флуктуаций.

Измерение флуктуаций плотности на периферии плазменного шнура с помощью доплеровской рефлектометрии показало, что сколь-нибудь существенных изменений в уровне флуктуаций как во время импульсов ЭЦ-нагрева, так и в промежутке между ними рассмотреть не представляется возможным, может быть, за исключением стадии III ЭЦ-нагрева во втором импульсе (рис. 5). В этом временном интервале наблюдается уменьшение интенсивности флуктуаций, но не столь существенное, как по представленным выше результатам остальных диагностик рассеяния, измеряющих флуктуации плотности в центральных областях плазменного шнура и интегрально по хорде. Однако имеет место существенная эволюция спектров (рис. 6). На начало стадии I ЭЦ-нагрева спектр представляет подобие функции Гаусса (рис. 6а), центрированной на нулевой частоте. Такой вид спектра сохраняется в течение стадии I. Существенное изменение спектра по времени совпадает с началом стадии II ЭЦ-нагрева: спектр приобретает “двугорбую” форму (рис. 6б) с сильно подавленным центральным пиком и двумя максимумами в районе частот 0.7 МГц и -0.7 МГц¹ и заметно уширяется. Причем интенсивность в этих максимумах отличается в два ра-

¹ В настоящее время авторы работы не могут с абсолютной уверенностью утверждать, чем вызваны данные доплеровские сдвиги: полоидальным вращением плазмы как целого или полоидальными фазовыми скоростями флуктуаций плотности, на которых происходит рассеяние.

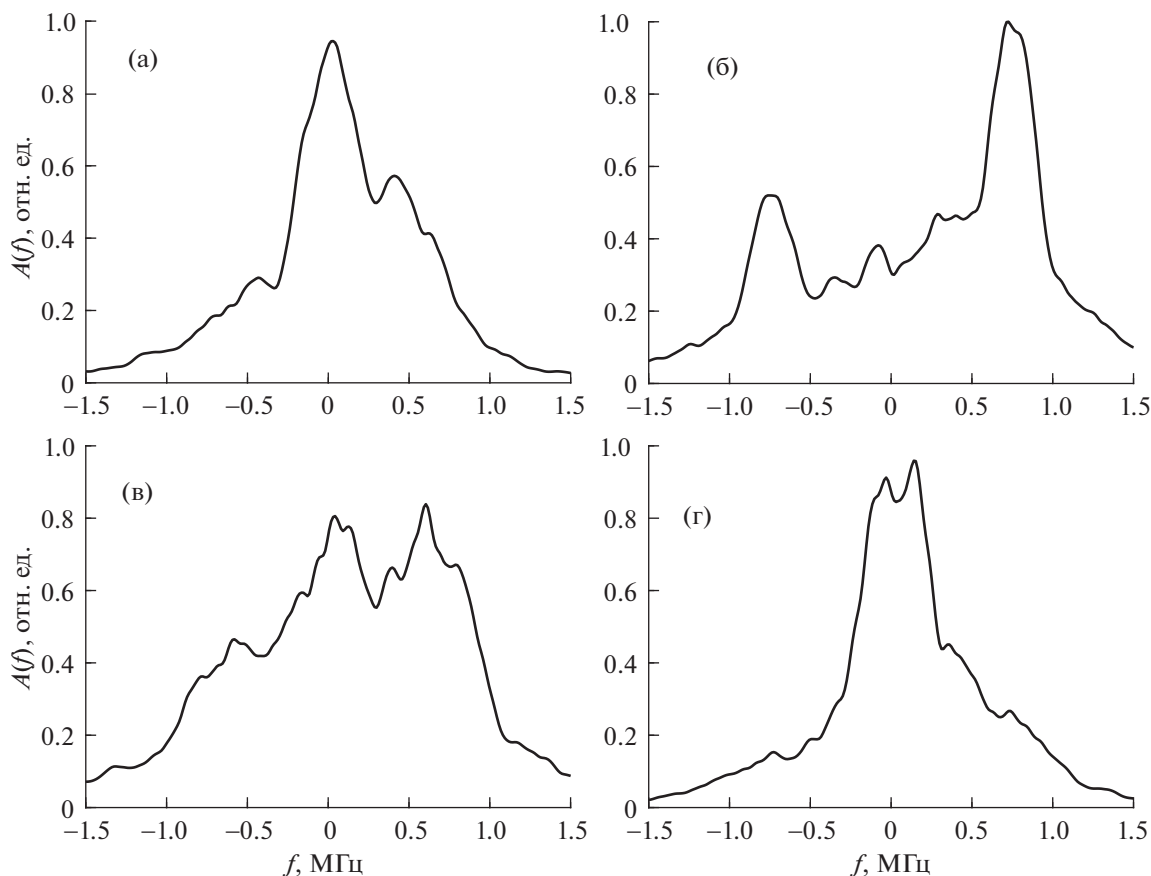


Рис. 6. Эволюция спектров микротурбулентности на периферии плазменного шнура: а) — на стадии I; б) — на стадии II; в) — на стадии III и в первые 2–3 мс от начала стадии IV; г) — на оставшейся продолжительности стадии IV.

за. Такая форма спектра в целом сохраняется (только амплитуда центрального пика постепенно увеличивается) как на всей длительности стадии III ЭЦ-нагрева (рис. 6в), так и 2–3 мс от начала стадии IV. После этого форма опять сменяется на распределение с максимумом вблизи нулевой частоты. Сопоставляя эволюцию мощности потерь с картиной эволюции спектров флуктуаций, регистрируемых рефлектометром, мы видим, что узкополосные спектры характеризуют флуктуации в плазме с низким энергосодержанием и низкой температурой. Сохранение широкого спектра флуктуаций после окончания импульса ЭЦ-нагрева (стадия IV нагрева) соответствует длительной релаксации формы радиального профиля плотности после выключения нагрева. Нетрудно видеть, что понижение мощности потерь в начале стадии IV ЭЦ-нагрева (рис. 2) происходит значительно быстрее, чем изменение спектра флуктуаций.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На стеллараторе Л-2М экспериментально исследована эволюция мощности потерь и турбу-

лентных флуктуаций плотности в последовательности микроволновых импульсов ЭЦ-нагрева при мощности 0.4 МВт, при длительности импульсов ЭЦ-нагрева 2.2 мс и 3.7 мс и интервалов между импульсами 2.3 мс, 4.3 мс и 6.3 мс. Таким способом варьировались начальная температура электронов и радиальные профили плотности и температуры для последующих импульсов ЭЦ-нагрева плазменного шнура со средней плотностью плазмы $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Показано, что в начале импульса ЭЦ-нагрева существует кратковременный период низких энергетических потерь продолжительностью 0.5–0.7 мс (стадия I), за которым следует фаза быстрого роста мощности потерь (стадия II), завершающаяся выходом на квазистационарный режим удержания (стадия III), когда мощность потерь сравнивается с мощностью нагрева. Длительность стадий I и II лишь незначительно изменяется при использованных в эксперименте длительностях импульсов ЭЦ-нагрева и интервалах между ними. Обнаружено, что мощность потерь в период отсутствия ЭЦ-нагрева (стадия IV) между импульсами нагрева в 2 и более раз ниже мощно-

сти потерь в фазе ЭЦ-нагрева при равных энергиях плазменного шнура.

Изучение турбулентных флуктуаций плотности показывает, что максимальная интенсивность флуктуаций плотности плазмы в центральных областях плазменного шнура наблюдается при максимальных скоростях изменения плотности в центре и на краю плазменного шнура, а не при максимальных значениях потерь энергии из плазмы. Такой результат подобен результату экспериментов [22] на токамаке Т-10, где было продемонстрировано, что повышенный уровень флуктуаций плотности при активной перестройке профиля плотности указывает на существенный турбулентный перенос частиц, а не тепла. На периферии плазменного шнура уровень длинноволновых флуктуаций сохраняется как в течение импульсов нагрева, так и в интервале между ними. Спектр флуктуаций плотности на периферии существенно уширяется с началом быстрого роста энергетических потерь из плазмы и меняет форму с одного пика вблизи нулевой частоты на два пика, хотя и разной интенсивности, смещенных на 0.6–0.7 МГц относительно нулевой частоты. В паузах между импульсами ЭЦ-нагрева спектр снова приобретает форму одного пика вблизи нулевой частоты, но лишь спустя 2–3 мс после окончания импульса нагрева.

Работа выполнена за счет средств проекта РФФИ № 18-02-00621.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Batanov G.M., Berezhetskii M.S., Borzosekov V.D., Grebenshchikov S.E., Grishina I.A., Ivanov V.A., Kharchev N.K., Kharchevsky A.A., Kholnov Yu.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Letunov A.A., Logvinenko V.P., Malakhov D.V., Meshcheryakov A.I., Petrov A.E., Sarksyas K.A., Skvortsova N.N., Stepakhin V.D., Vasilkov D.G., Vafin A.Yu. // 44th EPS Conf. on Plasma Physics, Belfast, Northern Ireland, 2017. P.154. <http://ocs.ciemat.es/EPS2017PAP/pdf/P2.154.pdf>
2. Акулина Д.К., Гладков Г.А., Нечаев Ю.И., Федянин О.И. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. С. 32. [D.K. Akulina, G.A. Gladkov, Y.I. Nechaev, O.I. Fedyanin // Plasma Phys. Rep. 1997. v. 23, p. 28.]
3. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А. // ПТЭ. 2018. № 6. С. 84. [A.I. Meshcheryakov, I.Yu. Vafin, I.A. Grishina // Instruments and Experimental Techniques, 2018, v. 61, p. 842. <https://doi.org/10.1134/S0020441218050196> <https://doi.org/10.1134/S0032816218050233>
4. Князев А.В., Летунов А.А., Логвиненко В.П. // ПТЭ. 2004. № 2. С. 105. [A.V. Knyazev, A.A. Letunov, V.P. Logvinenko // Instruments and Experimental Techniques. 2004. № 2, p. 230.] <https://doi.org/10.1023/B:IN-ET.0000025207.63359.48>
5. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Коврижных Л.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 511. [G.M. Batanov, V.D. Borzosekov, L.M. Kovrizhnykh, L.V. Kolik, E.M. Konchekov, D.V. Malakhov, A.E. Petrov, K.A. Sarksyas, N.N. Skvortsova, V.D. Stepakhin, N.K. Kharchev // Plasma Phys. Rep., 2013, v. 39, p. 444. DOI: 10.1134/S1063780X13060019] <https://doi.org/10.7868/S0367292113060012>
6. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Малахов Д.В., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К. // ВАНТ. Серия: Термоядерный синтез. 2011. Вып. 2. С. 70.
7. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Малахов Д.В., Степахин В.Д. // XLIV Междунар. Звенигородская конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Звенигород, 2017. Сб. тезисов докл. С. 119. <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XLIV/Mu/ru/CM-Batanov.docx> [G.M. Batanov, V.D. Borzosekov, D.V. Malakhov, V.D. Stepakhin // XLIV Zvenigorod Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Zvenigorod, Russia, 2017. M-14] http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XLIV/Mu/en/CM-Batanov_e.docx
8. Пшеничников А.А., Колик Л.В., Малых Н.И., Петров А.Е., Терещенко М.А., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 604. [A.A. Pshenichnikov, L.V. Kolik, N.I. Malykh, A.E. Petrov, M.A. Terreshchenko, N.K. Kharchev, Yu.V. Khol'nov // Plasma Phys. Rep., 2005, v. 31, p. 554] <https://doi.org/10.1134/1.1992582>
9. Alikae V.V., Bagdasarov A.A., Vasin N.L., Vershkov V.A., Grashin S.A., Rudakov D.L., Sushkov A.V., Chankin A.V., Chistyakov V.V. // 17th EPS Conf. Control. Fusion and Plasma Heating, Amsterdam, Netherlands, 1990. ECA. V. 14B. P. 1076.
10. Lackner K., Gruber O., Wagner F., Becker G., Bessenrodt-Weberpals M., Bomba B., Bosch H.-S., Bruhns H., Buchse R., Carlson A., Dodel G., Eberhardt A., Fahrbach H.-U., Fussmann G., Gehre O., Gernhardt J., Giannone L., Goeler S.V., Grassie K., Haas G., Herrmann H., Hofmann J., Holzhauser E., Hubner K., Janeschitz G., Kallenbach A., Karger F., Kaufmann M., Kliiber O., Komherr M., Krieger K., Kucinski J., Lang R., Lisitano G., Mayer H.M., McCormick K., Meise I. D., Mertens V., Muller E.R., Murmann H.D., Neuhauser J., Niedermeyer H., Nolte R., Noterdaeme J.M., Poschenrieder W., Ran L.B., Roberts D.E., Rohr H., Roth J., Rudyj A., Rytter F., Sandmann W., Schneider F., Schneider U., Schneider W., Siller G., Speth E., Soldner F.X., Stabler A., Steuer K.H., Stroth U., Szigeti J., Taglauer E., Tsois N., Verbeek H., Vollmer O., Wunderlich R., Wurzel H., Yang H.R., Zohm H. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1989. V. 31. P. 1629. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/31/10/011>
11. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 889. [G.M. Batanov, V.D. Borzosekov, L.V. Kolik, E.M. Konchekov, D.V. Malakhov, A.E. Petrov, K.A. Sarksyas, V.D. Stepakhin, N.K. Kharchev // Plasma Phys. Rep., 2017, v. 43, p. 1052. DOI: 10.1134/S1063780X17110034] <https://doi.org/10.7868/S0367292117110038>

12. Батанов Г.М., Борзенков В.Д., Конченков Е.М., Малахов Д.В., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Инж. физика. 2013. № 10. С. 56.
13. Суворов Е.В., Фрайман А.А. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 1161. [E.V. Suvorov, A.A. Fraiman // Sov. J. Plasma Phys. 1980. V. 6. p. 639]
14. Sakharov A.S. // J. Physics: Conf. Ser. 2018. V. 1094. 012011.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1094/1/012011>
15. Gusakov E.Z., Popov A. Yu. // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. 073028.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/7/073028>
16. Itoh K., Itoh S.I., Fukuyama A. // J. Phys. Soc. Japan. 1989. V. 58. P. 482.
<https://doi.org/10.1143/JPSJ.58.482>
17. Stroth U., Geist T., Koponen J.P.T., Hartfuß H.-J., Zeiler P. and ECRH and W7-AS team // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 928.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.928>
18. Erckmann V., Gasparino U. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. P. 1869.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/36/12/001>
19. Andreev V.F., Borschegovskij A.A., Chistyakov V.V., Dnestrovskij Yu.N., Gorbunov E.P., Kasyanova N.V., Ly-senko S.E., Melnikov A.V., Myalton T.B., Roy I.N., Sergeev D.S., Zenin V.N. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. V. 58. 055008.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/5/055008>
20. Wang S., Liu H., Jie Y., Zang Q., Lyu B., Zhang T., Zeng L., Zhang N., Shi N., Lan T., Zou Z., Li W., Yao Y., Wei X., Lian H., Li G., Xu H., Zhang X., Wu B., Sunand Y. and the EAST Team // Plasma Sci. Technol. 2017. V. 19. 015102.
<https://doi.org/10.1088/1009-0630/19/1/015102>
21. Wang X., Mordijck S., Doyle E.J., Rhodes T.L., Zeng L., McKee G.R., Austin M.E., Meneghini O., Staebler G.M., Smith S.P. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. 116046.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7f99>
22. Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Subbotin G.F., Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Maltsev S.G., Gorbunov E.P., Sergeev D.S., Krylov S.V., Myalton T.B., Ryzhakov D.V., Trukhin V.M., Chistyakov V.V., Cherkasov S.V. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. 063014.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/6/063014>
23. Hahm T.S., Diamond P.H. // J. Korean Phys. Soc. V. 73. P. 747.
<https://doi.org/10.3938/jkps.73.747>