

УДК 533.95.537.84.7

МУЛЬТИМАШИННЫЙ СКЭЙЛИНГ АМПЛИТУДЫ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ОТ РАЗМЕРА ТОКАМАКА

© 2021 г. В. А. Вершков^{а,*}, Д. А. Шелухин^а, Г. Ф. Субботин^а, М. А. Булдаков^а, В. Г. Петров^б, А. А. Петров^б, А. Б. Алтухов^с, А. Д. Гурченко^с, Е. З. Гусаков^с, М. А. Ирзак^с

^а НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^б ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

^с ФТИ им А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: V.Vershkov@fc.iterru.ru

Поступила в редакцию 28.01.2021 г.

После доработки 03.03.2021 г.

Принята к публикации 06.03.2021 г.

Исследована зависимость уровня флуктуаций плотности, полученных на различных установках, от малого и большого радиусов установок. Известно, что высокий уровень флуктуаций плотности может негативно сказываться на работе диагностик, в частности рефлектометрии плазмы. Рост амплитуды флуктуаций плотности снижает качество первичных данных, увеличивая погрешности измерения профиля плотности, и, при превышении ее порогового значения, делает такие измерения невозможными. На основании данных экспериментов на установках, сильно различающихся по размерам, предложена зависимость уровня флуктуаций плотности от малого и большого радиуса токамака. Поскольку основные эксперименты проведены в круглых лимитерных токамаках в режимах с омическим нагревом, то результат экстраполяции применим, вообще говоря, к установкам большего размера аналогичной геометрии и режимам. Однако эксперименты с электронно-циклотронным нагревом в токамаке T-10 позволяют распространить зависимость также на режимы с дополнительным нагревом. Показана применимость полученной зависимости к лимитерным токамакам большего размера Tore Supra и TFTR. Обсуждается применимость полученной зависимости к установкам с диверторной конфигурацией и делается экстраполяция возможного уровня флуктуаций плотности для сооружаемого во Франции международного токамака-реактора ИТЭР.

Ключевые слова: рефлектометрия, турбулентность плазмы, радиальный профиль уровня флуктуаций

DOI: 10.31857/S0367292121070143

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что процессы переноса в токамаке аномальны, т. е. они значительно превышают предсказания неоклассической теории [1]. Это связывают с турбулентностью плазмы – мелко-масштабными изменениями параметров плазмы, приводящими к локальному переносу частиц через магнитную поверхность. Одним из способов исследования и характеристики параметров турбулентности являются измерения мелко-масштабных флуктуаций плотности, реализованные на большом количестве современных термоядерных установок. Интерес к этим измерениям, в основном, определяется желанием выявить физические механизмы турбулентности. Следует также отметить, что сам по себе высокий уровень флуктуаций плотности может негативно сказываться на работе диагностик. Так, процессы рассеяния и интерференции от многократных отражений могут приводить к уменьшению, или даже

потере отраженного сигнала в рефлектометрии [2]. В настоящее время ведется разработка и изготовление компонентов рефлектометрических диагностик для измерений профиля плотности со стороны сильного [3] и слабого [4] магнитных полей для строящегося во Франции международного термоядерного экспериментального реактора (ИТЭР). Расчеты показывают, что качество данных, получаемых рефлектометрией, в значительной степени определяются уровнем флуктуаций плотности [5]. Рост амплитуды флуктуаций плотности снижает качество первичных данных, увеличивая погрешности измерения профиля плотности, и, при превышении ее порогового значения, делает такие измерения невозможными. Таким образом, для оценки точности восстановления профиля плотности в ИТЭР, необходим прогноз уровня флуктуаций плотности.

Данная работа посвящена попытке оценки уровня флуктуаций плотности с использованием существующих в настоящий момент данных, по-

лученных на различных установках. В разд. 2 приведены экспериментальные результаты измерения уровня флуктуаций плотности на трех токамаках (Т-10, Т-11 М и ФТ-2). На основе данных экспериментов на установках, сильно различающихся по размерам, предложена зависимость уровня флуктуаций плотности от малого и большого радиусов токамака. Поскольку основные эксперименты проведены в круглых лимитерных токамаках в режимах с омическим нагревом, то результат экстраполяции будет применим к установкам большего размера аналогичной геометрии и к режимам с омическим нагревом. Однако эксперименты с электронно-циклотронным нагревом на токамаке Т-10 позволяют распространить зависимость также на режимы с дополнительным нагревом. В разд. 3 показана применимость полученной зависимости к лимитерным токамакам большего размера Tore Supra и TFTR. В разд. 4 обсуждается применимость полученной зависимости к установкам с диверторной конфигурацией и делается экстраполяция возможного уровня флуктуаций плотности для сооружаемого во Франции международного экспериментального токамака реактора ИТЭР.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ УРОВНЯ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ

В работе представлены результаты экспериментов по измерению уровня флуктуаций плотности на трех лимитерных токамаках ФТ-2, Т-11М и Т-10. Эти установки близки по геометрии, но значительно различаются по размеру. Так, у токамака ФТ-2 большой радиус $R = 55$ см, у токамака Т-11М $R = 68$ см и у токамака Т-10 $R = 150$ см. Для сравнения выбирались омические режимы со средней плотностью около $n_e = (2-4) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и с фактором запаса устойчивости на границе шнура $q = 3.5-5$. Флуктуации плотности измерялись с использованием рефлектометрии. Первые аппроксимации зависимости уровня флуктуаций от малого радиуса токамака при различных параметрах разряда были получены в экспериментах на Т-10 [6]. В дальнейшем для исследования зависимости уровня флуктуаций от радиуса были проведены эксперименты на токамаке Т-11М. Они подтвердили применимость предложенной на Т-10 радиальной зависимости и позволили предположить, что уровень флуктуаций растет обратно пропорционально большому радиусу установки. С целью дополнительной проверки предложенной аппроксимации был проведен анализ ранее полученных результатов по измерению флуктуаций плотности на токамаке ФТ-2. Эти результаты также подтвердили рост уровня флуктуаций с уменьшением большого радиуса токамака.

2.1. Эксперименты на токамаке Т-10

Эксперименты проводились в Т-10 с круглым сечением шнура с большим радиусом $R = 150$ см и малым радиусом $a = 30$ см в режимах с омическим и центральным электронно-циклотронным нагревом (ЭЦН) на второй циклотронной гармонике. Плазма ограничивалась графитовым рельсовым лимитером. Профиль плотности плазмы измерялся по 16-ти вертикальным каналам, включавшим 8 хорд микроволнового ($\lambda = 0.9$ мм) и 8 хорд лазерного ($\lambda = 0.337$ мм) интерферометров.

Флуктуации плотности измерялись микроволновым гетеродинным рефлектометром в диапазоне частот 26.5–58.5 ГГц [7] с использованием отдельных антенн для излучения и приема. Алгоритм получения локальной амплитуды флуктуаций σ_n/n_e из рефлектометрических измерений в одномерном приближении был предложен в [8]. Затем он рассматривался в полноволновом приближении в [9]. В данных экспериментах использовалось модифицированное выражение, полученное для Гауссовой формы возмущений плотности [10], которое имело такую же функциональную зависимость, но несколько отличавшееся от [9] коэффициентом

$$\frac{\sigma_n}{\bar{n}_e} = \frac{\lambda_0}{4\pi K} \frac{1}{\sqrt{\Delta_r L_\epsilon}} \frac{\sigma_E}{\bar{E}},$$

где λ_0 – длина волны зондирующей волны в вакууме, Δ_r – корреляционная длина флуктуаций плотности, K – численный коэффициент порядка единицы, $L_\epsilon = (\partial\epsilon/\partial r)^{-1}$ – характерная длина спада диэлектрической проницаемости плазмы на радиусе отражения, σ_E/\bar{E} – измеряемое возмущение сигнала рефлектометра. Применимость одномерного приближения была оправдана, так как типичные флуктуации имели $k_\perp = 1.5-3 \text{ см}^{-1}$ [11], тогда как полноволновое моделирование, показывало, что рефлектометр Т-10 мог измерять флуктуации с поперечными k_\perp до 10 см^{-1} [9, 12]. Проводившиеся ранее эксперименты показывали, что радиальная корреляционная длина для осевого типа флуктуаций (“broadband”) близка к 1 см [13].

Радиальный профиль уровня флуктуаций получался в серии воспроизводимых разрядов путем изменения частоты зондирующего излучения и, соответственно радиуса отражения. На рис. 1 приведены результаты измерений уровня флуктуаций (радиальные профили уровня флуктуаций плотности) в омических режимах с тремя величинами тока разряда $I_p = 140, 200$ и 280 кА. Тороидальное магнитное поле $B_T = 2.3$ Тл. В данных экспериментах рефлектометр зондировал плазму

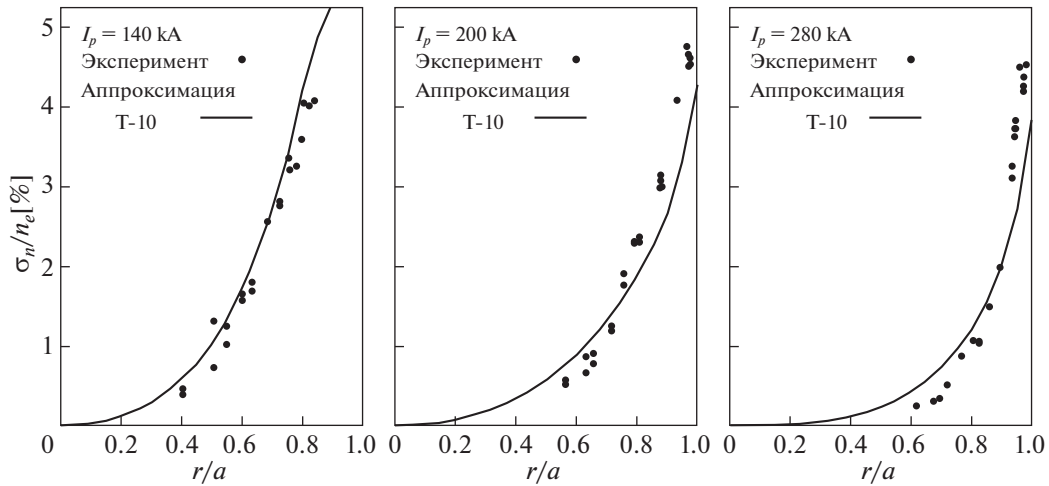


Рис. 1. Токамак Т-10. Показаны радиальные профили уровня флуктуаций плотности в омических режимах с тремя величинами тока разряда $I_p = 140, 200$ и 280 кА (слева направо). На графиках сплошными линиями приведены расчеты по предложенной аппроксимационной формуле $0.2q_a r/L_n$, где r – малый радиус, $L_n = (\partial \ln(n_e)/\partial \ln(r))^{-1}$ – длина спада плотности, q_a – запас устойчивости на краю плазмы и множитель 0.2 выбран исходя из наилучшего согласия с экспериментальными данными.

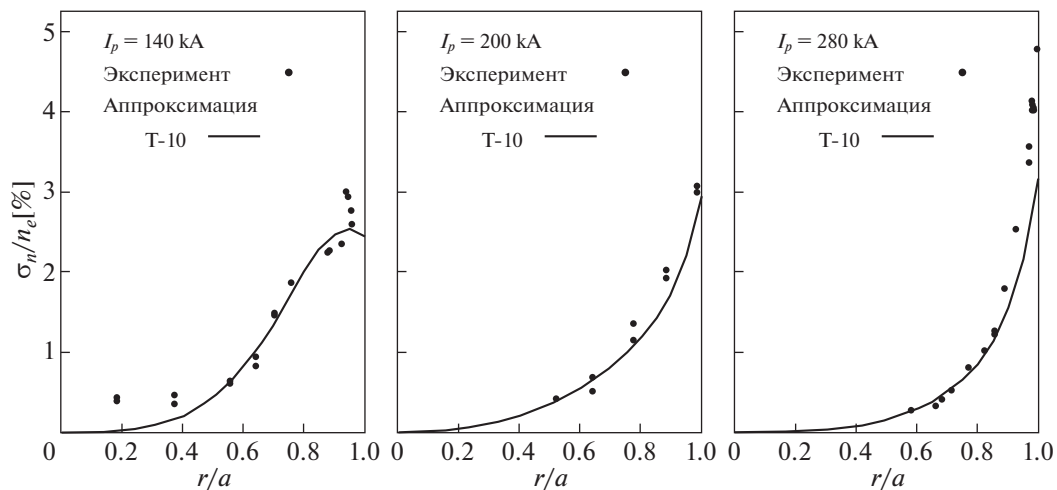


Рис. 2. То же самое, что и на рис. 1, но в режимах с ЭЦ-нагревом.

с наружной стороны тора под углом 60° к экваториальной плоскости. На графиках сплошными линиями приведены расчеты по предложенной аппроксимационной формуле $0.2q_a r/L_n$, где r – малый радиус, $L_n = (\partial \ln n_e/\partial \ln r)^{-1}$ – длина спада плотности, q_a – запас устойчивости на краю плазмы и множитель 0.2 выбран, исходя из наилучшего согласия с экспериментальными данными.

Видно, что несмотря на некоторое отличие скейлинга при большом токе, предложенная простая аппроксимация качественно описывает эксперимент в области $r/a = 0.6-0.9$ при изменении

тока разряда в два раза в случае омического нагрева. Для проверки применимости аппроксимации для разрядов с дополнительным нагревом были проведены эксперименты с центральным ЭЦ-нагревом мощностью 1.1 МВт. Аналогичные рис. 1 данные показаны на рис. 2 для режимов с ЭЦ-нагревом.

Видно, что и при ЭЦ-нагреве аппроксимация также хорошо описывает экспериментальные данные. То есть оказалось, что радиальные профили уровня флуктуаций определяются профилем плотности и величиной запаса устойчивости

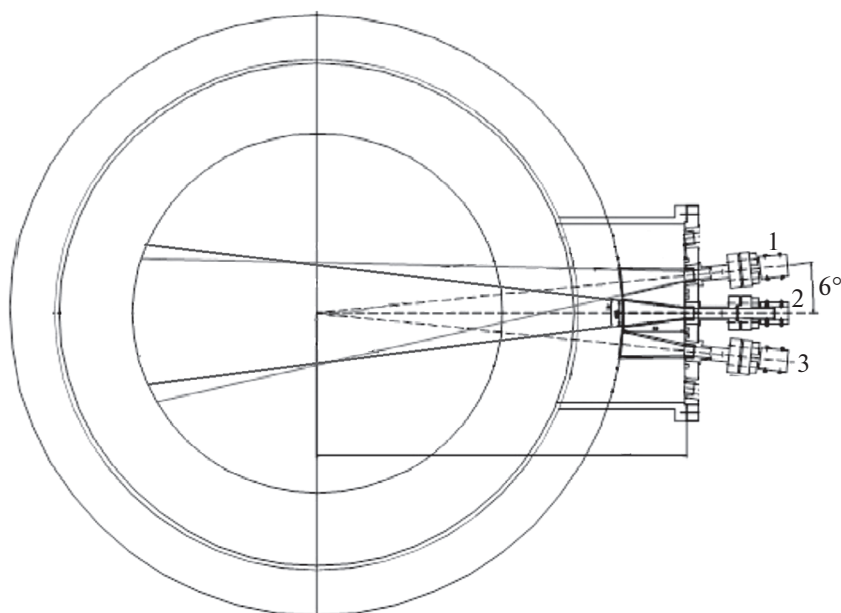


Рис. 3. Геометрия экспериментов на токамаке Т-11 М. Показано вертикальное сечение вакуумной камеры и три антенны корреляционного рефлектометра, расположенные со стороны слабого магнитного поля в области экваториальной плоскости токамака.

на краю плазмы. Причем это справедливо как для омического нагрева, так и при дополнительном ЭЦ-нагреве. Это предполагает уменьшение уровня флуктуаций плотности во внутренних областях шнура, так как профиль плотности при центральном нагреве уплощается, и величина L_n в знаменателе увеличивается. Как видно из сравнения данных рис. 1 и 2, это и происходит в эксперименте. Отсутствие роста уровня флуктуаций плотности при ЭЦН также отмечалось в экспериментах на токамаке ДШ-Д [14], хотя флуктуации росли при нагреве быстрыми нейтральными атомами. Следует отметить, что приведенная аппроксимация была получена при зондировании под углом 60° к экватору. Предыдущие эксперименты показали сильную зависимость уровня флуктуаций от полоидального угла, такая же сильная зависимость имеет место и для основной компоненты — флуктуаций с широким спектром (Broad Band-BB) и на наружном экваторе уровень выше, чем на 60° [15].

Поэтому для применения аппроксимационного выражения для измерений на наружном обходе тора для токамака Т-10 множитель должен быть увеличен до 0.256. Что дает окончательно $\sigma_n/n = 0.256q_d r/L_n$. Данное выражение применимо только к Т-10. Поэтому возник вопрос: как можно аналогичную формулу применить для установок с другими размерами? С этой целью были проведены рефлектометрические измерения на токамаке Т-11М.

2.2. Эксперименты на токамаке Т-11М

Измерения на токамаке Т-11М проводились также гетеродинным рефлектометром с использованием антенн на наружном обходе тора (со стороны слабого магнитного поля), как показано на рис. 3.

На нем показано вертикальное сечение вакуумной камеры ($R = 68$ см, $a = 19$ см, радиус вакуумной камеры — 25 см) и три антенны (рупорные) корреляционного рефлектометра. Рефлектометр работал в диапазоне частот 26–40 ГГц, также с использованием отдельных антенн для излучения (центральная антенна 2, в части экспериментов использовалась одновременно также и для приема, и для передачи излучения в плазму) и для приема (антенны 1 и 3). Исследовался омический разряд с током $I_p = 70$ кА и тороидальным магнитным полем $B_T = 1$ Тл. На рис. 4 приведен профиль плотности, полученный микроволновым интерферометром Т-11 М.

На рис. 5 в качестве примера показаны экспериментально измеренные спектры мощности, кросс-фазы и когерентности. Как видно из этого рисунка, основной вклад в спектр, также как и на токамаке Т-10, вносят флуктуации типа “broad-band”.

На рис. 6 показаны экспериментально измеренные уровни флуктуаций плотности на разных радиусах. Они получались также как на Т-10 сканированием частоты рефлектометра в серии вос-

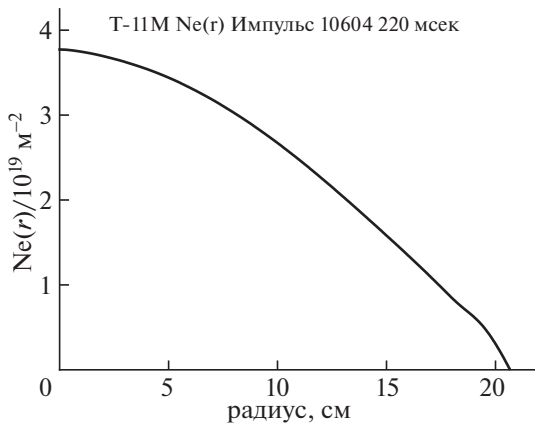


Рис. 4. Профиль электронной плотности, полученный с помощью микроволнового интерферометра T-11 M.

производящихся разрядов и обрабатывались по той же методике.

Сплошной линией показана модификация формулы T-10, в которой было предположено, что численный коэффициент растет обратно пропорционально величине большого радиуса: $\sigma_n/n = 0.256(R_{T-10}/R_{T-11M})q_a r/L_n$. Видно, что это предположение удовлетворительно согласуется с полученными экспериментальными данными. Дополнительная проверка полученной зависимо-

сти была проведена сравнением с экспериментальными результатами установки с меньшим размером ФТ-2.

2.3. Эксперименты на токамаке ФТ-2

Для получения радиального профиля амплитуды флуктуаций плотности на токамаке ФТ-2 (большой радиус $R = 55$ см, радиус диафрагмы $a = 7.9$ см) применялась комбинированная методика, включающая в себя гирокинетические расчеты и контрольные рефлектометрические измерения, а также их синтетическое моделирование, основанное на линейной теории распространения зондирующей и рассеянной волн [16, 17].

Моделирование процессов турбулентного переноса в разрядах токамака ФТ-2 осуществлялось с помощью гирокинетического (ГК) кода ELM-FIRE [18, 19], рассчитывающего полные функции распределения ларморовских центров по скоростям. Этот глобальный код, основанный на методе частиц в ячейках с их гирокинетическим описанием, позволяет восстанавливать полную функцию распределения электронов и ионов, включая примесь. В качестве начальных параметров для численного ГК-моделирования закладываются измеренные на ФТ-2 профили плотности и температур, эволюционирующие в ходе моделирования под действием турбулентности. Результатами работы кода являются восстановление динамики потенциала плазмы, которая

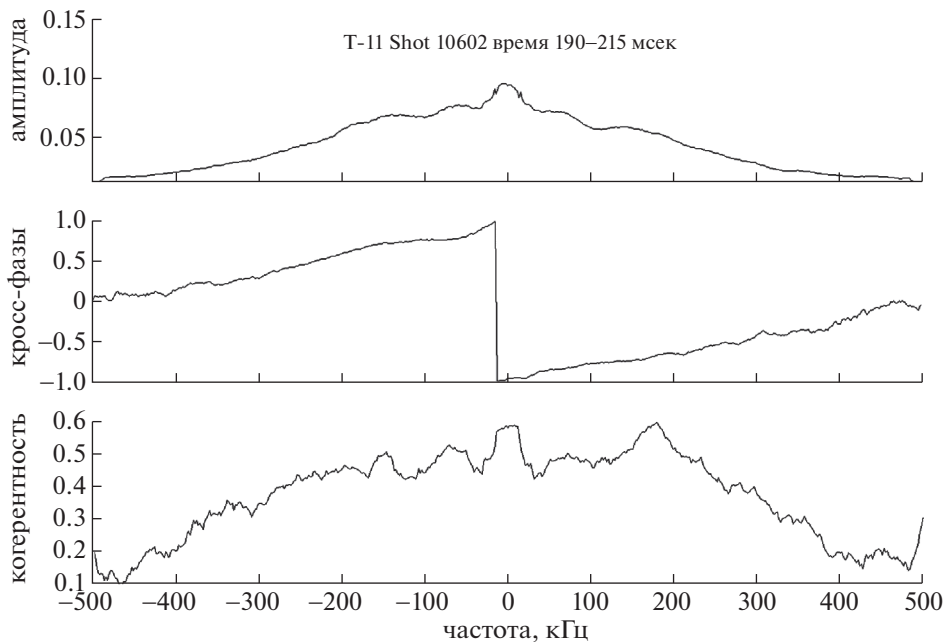


Рис. 5. Экспериментально измеренные спектры мощности, кросс-фазы и когерентности (сверху вниз), измеренные корреляционным гетеродинным рефлектометром на токамаке T-11 M.

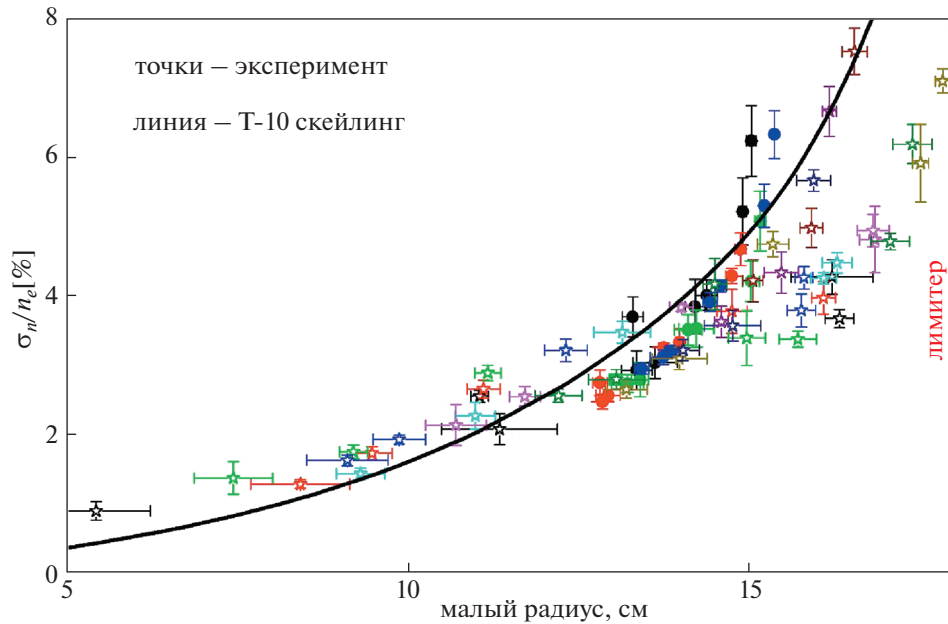


Рис. 6. Экспериментально измеренные уровни флуктуаций плотности на разных радиусах на токаке T-11 М. Сплошной линией показана модификация формулы T-10, в которой было предположено, что численный коэффициент растет обратно пропорционально величине большого радиуса R .

обусловлена не только неоклассическими соотношениями, но и саморегуляцией турбулентности, а также уровни и спектры турбулентности.

Для рефлектометрических измерений на токаке ФТ-2, использованных в этой работе, применялось зондирование и прием через рядом стоящие рупорные антенны прямоугольного сечения, формирующие сфокусированные в полоидальном направлении пучки микроволн необыкновенной поляризации. Эти антенны, установленные со стороны сильного магнитного поля, обладали возможностью вертикального сдвига в пределах ± 2 см относительно экваториальной плоскости для реализации как традиционного, нормального по отношению к отсечке, зондирования, так и доплеровской модификации диагностики. Для детектирования сигнала использовалась схема [17] на основе двойного гетеродинного преобразования с формированием квадратурных каналов на промежуточной частоте. При таком подходе осуществляется первичный супергетеродинный прием сигнала из плазмы на промежуточной (IF) частоте $f_s - f_i + f_{IF}$ и его разделение на два параллельных канала с последующим дополнительным гетеродинным преобразованием в каждом из них (f_i — частота зондирования, f_s — частота рассеянного сигнала). В качестве опорного сигнала в каждом из каналов приема для указанного преобразования используется сигнал на разностной частоте зондиру-

щего генератора и гетеродина $f_i - f_{LO} = f_{IF}$, полученный на отдельном смесителе до ввода основной микроволновой мощности в плазму. Для реализации квадратурного приема опорный сигнал разделяется на два канала с относительным сдвигом на 90° по фазе. В результате гомодинного смешения сигналов из плазмы и опорных сигналов на выходе схемы создается два сдвинутых на 90° сигнала на частоте плазменных флуктуаций $|f_s - f_i|$, что позволяет использовать их как для построения амплитуды и фазы рефлектометрического сигнала, так и для реконструкции двусторонних частотных спектров. На рис. 7а черной сплошной кривой 1 показан пример спектра доплеровского рефлектометра с зондированием на частоте $f_i = 70$ ГГц при вертикальном смещении антенн $y_a = 1.5$ см, измеренный в водородном омическом разряде с током $I_p = 19$ кА, центральной плотностью $n_e(0) = 4.2 \times 10^{13}$ см $^{-3}$, тороидальным магнитным полем $B_t = 1.7$ Тл, центральной электронной температурой $T_e(0) = 370$ эВ, эффективным зарядовым числом $Z_{eff} = 2.3$, напряжением обхода $U_p = 3$ В и значением запаса устойчивости на краю плазмы $q_a = 5.8$. Соответствующая зависимость плотности от радиуса магнитной поверхности для этого режима показана черной сплошной кривой 1 на рис. 8. В указанном режиме было проведено детальное сравнение экспериментальных частотных спектров с расчетными спектрами синтетической рефлектометрической

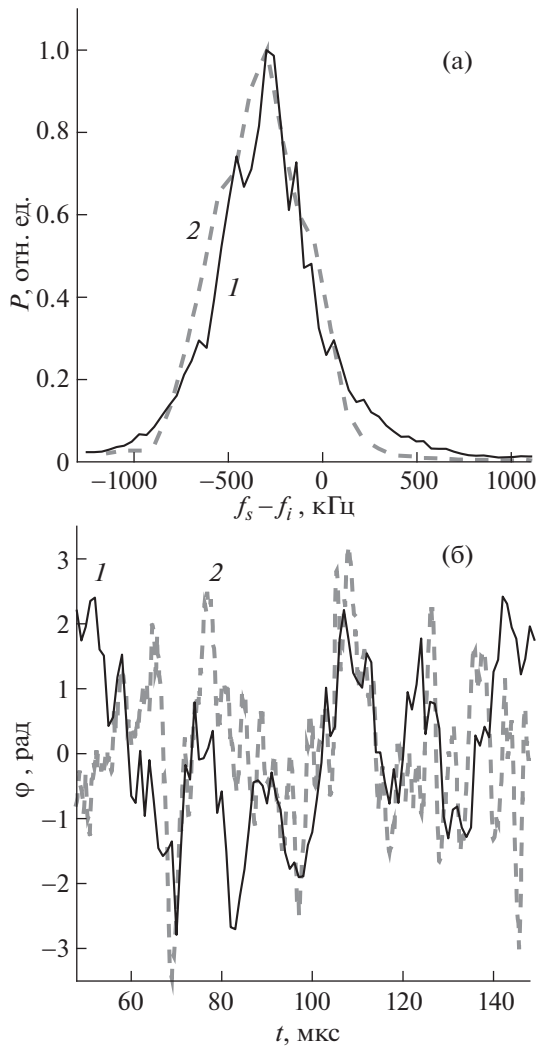


Рис. 7. Сравнение реальных рефлектометрических измерений на токамаке ФТ-2 с результатами быстрой синтетической диагностики, использующей результаты ГК-моделирования: для спектров доплеровского рефлектометра (а), для фазы рефлектометрического сигнала с экваториальным зондированием (б): 1 – измерения, 2 – синтетическая диагностика.

диагностики. Для реализации так называемой “быстрой” синтетической диагностики [16] использовалось выражение для сигнала флуктуационной рефлектометрии, основанное на электродинамической теореме взаимности, в которое входят характеристики турбулентности, представляемые гирокинетическим (ГК) моделированием разряда токамака ФТ-2 и распределения зондирующих полей, полученные из полноволновых расчетов кодом WaveTOP2D [20]. “Быстрота” численных расчетов диагностики связана с тем, что подобные полноволновые вычисления не учитывают влияние флуктуаций плотности на распространение зондирующей и рассеянной

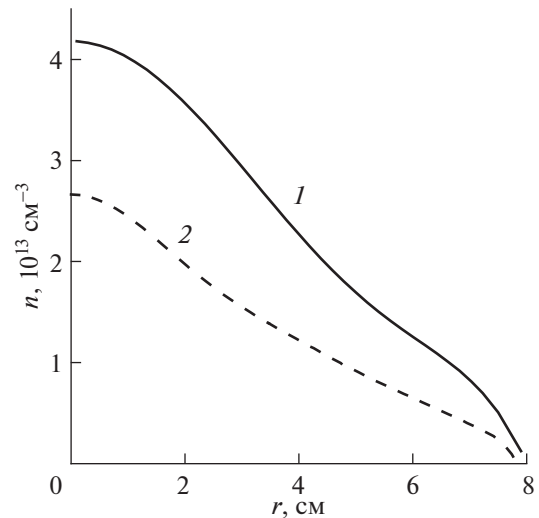


Рис. 8. Радиальные профили плотности в рассматриваемых двух режимах токамака ФТ-2: 1 – режим с высокой плотностью $n_e(0) = 4.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ и 2 – режим с низкой плотностью $n_e(0) = 2.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

волн. В результате сравнения было показано, что спектры быстрой синтетической диагностики (серая штриховая кривая 2 на рис. 7а) хорошо воспроизводят спектры реальной диагностики доплеровского рефлектометра на X-моду (черная сплошная линия), а фазовые полоидальные скорости флуктуаций, оцененные из доплеровских частотных сдвигов, оказываются близки [16, 17]. Отметим, что применение существенно более сложной синтетической диагностики [21], основанной на полноволновых расчетах, учитывающих нелинейные по флуктуациям плотности эффекты, подтвердило адекватность использования линейной теории в части воспроизведения частотных спектров рефлектометра.

Традиционно используемая для анализа спектров на ФТ-2 рефлектометрическая схема измерений, описанная выше, эффективна для исследования характеристик сигнала обратного рассеяния, но теряет информацию о фазовой эволюции на частоте зондирования, соответствующей нулевой частоте турбулентности. Для исправления этого недостатка в квадратурную схему рефлектометра было введено дополнительное фазовое инвертирование в одном из двух каналов опорного сигнала. В частности, фаза сигнала на разностной частоте периодически менялась между 0 и 180°. Использование двух уровней фазы позволяло отслеживать ее эволюцию с временным разрешением, задаваемым частотой управляющего меандра. Детали построения схем и восстановления эволюции фазы описаны в работе [17]. На рис. 7б черной сплошной кривой 1 пока-

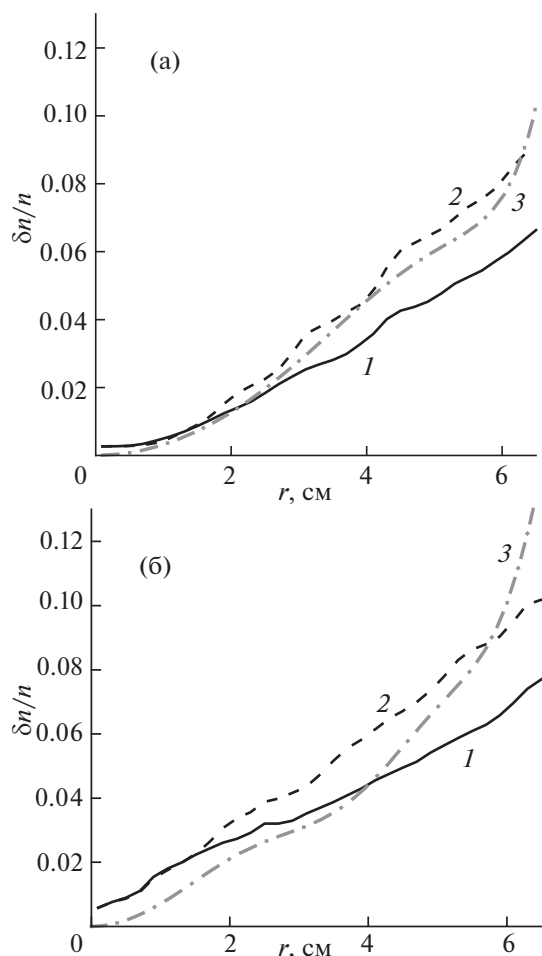


Рис. 9. Относительные уровни амплитуды флуктуаций плотности на токамаке ФТ-2 в режимах: с высокой (а) и низкой (б) плотностью, полученные с помощью ГК-моделирования с усреднением: 1 – вдоль всей магнитной поверхности, 2 – со стороны слабого магнитного поля, 3 – рассчитанные на основе скейлинга Т-10.

зан пример восстановленного временного поведения фазы при экваториальном зондировании. На том же рисунке приведено поведение расчетной фазы (серая штриховая кривая 2), полученное в ВКБ приближении из результатов ГК расчета. Как видно, диапазон случайных колебаний фазы рефлектометра близок к тому, что был получен численно. Это наблюдение подтверждается сравнением стандартных отклонений измеренной и рассчитанной фазы сигнала рефлектометра. Соответствующие значения равны 1.22 и 1.04.

Проведенная таким образом верификация расчета, выполненного с помощью ГК кода ELM-FIRE, позволяет использовать рассчитанные с его помощью характеристики турбулентности, в частности уровень флуктуаций плотности, для сопоставления с предсказаниями эмпирического

скейлинга, полученного на токамаке Т-10. Профиль нормированной на локальную плотность величины флуктуаций плотности, полученный в рамках численного турбулентного ГК-моделирования для режима с центральной плотностью $n_e(0) = 4.2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с усреднением вдоль всей магнитной поверхности, показан черной сплошной кривой 1 на рис. 9а. Относительный уровень флуктуаций, полученный в результате численного моделирования с усреднением лишь со стороны слабого магнитного поля (для полоидальных углов $-\pi/4 < \theta < \pi/4$), представлен черной штриховой линией 2. Серой штрих-пунктирной кривой 3 изображен уровень флуктуаций, соответствующих скейлингу Т-10 также, как и в случае Т-11М, скорректированному на разницу в больших радиусах: $n/n = 0.01 \cdot 0.256 \cdot (150/R)q_a r/L_n$.

Исследование уровня флуктуаций плотности на токамаке ФТ-2 с помощью описанных выше методик проводилось также в режиме с меньшей плотностью $n_e(0) = 2.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ($I_p = 19 \text{ кА}$, $B_t = 2.2 \text{ Тл}$, $T_e(0) = 426 \text{ эВ}$, $Z_{\text{eff}} = 2.3$, $U_p = 2.5 \text{ В}$, $q_a = 6.2$), радиальный профиль которой показан на рис. 8 черной штриховой кривой 2. Расчетный профиль относительной амплитуды флуктуаций плотности для этого режима изображен на рис. 9б черной кривой 1 для усреднения вдоль всей магнитной поверхности и черной штриховой кривой 2 для усреднения в секторе углов, соответствующих стороне слабого магнитного поля. Предсказания, полученные с помощью скейлинга Т-10, показаны серой штрих-пунктирной кривой 3.

Видно, что для случая высокой плотности скейлинг хорошо описывает экспериментальные данные, полученные на наружном обводе токамака. Для низкой плотности скейлинг дает значения несколько ниже экспериментально полученного уровня флуктуаций.

3. СРАВНЕНИЕ СКЕЙЛИНГА Т-10 С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЛИМИТЕРНЫХ ТОКАМАКОВ БОЛЬШЕГО РАЗМЕРА TORE SUPRA И TFTR

Приведенные выше данные показывают достаточно хорошее согласие скейлинга с экспериментальными результатами при вариации большого радиуса практически в три раза от 55 до 150 см. Однако в литературе имеются данные об измерении уровней флуктуаций плотности в омических режимах на двух лимитерных токамаках большого размера: Tore Supra и TFTR. Естественно, представляет интерес оценить применимость скейлинга Т-10 к этим установкам. Так, в работе [22, рис. 4] приведены результаты измерения радиального профиля уровня турбулентности как с помощью гетеродинного, так и быстро ска-

нирующего рефлектометра на токамаке Tore Supra. Уровень турбулентности на половине радиуса оказался около 0.3%. Оценка по скейлингу T-10 дает значение 0.4%. Характеристики плазмы были взяты из работы [23, рис. 4a] для близкого разряда.

Флуктуации плотности на токамаке TFTR измерялись как с помощью гетеродинной рефлектометрии [24], так и с помощью активной диагностики по флуктуации свечения атомов инжектированного пучка дейтерия (Beam Emission Spectroscopy) [25]. Обе диагностики показывают близкие значения уровня флуктуаций, который составлял 0.3% на относительном радиусе 0.5 и 0.5% на радиусе 0.7. Оценка по скейлингу T-10 дает соответственно значения 0.4 и 1%. Профиль плотности для оценок был взят из работы [26, рис. 2].

Как видно из приведенного сравнения, экспериментально измеренные уровни турбулентности во внутренних областях токамака оказываются даже несколько ниже оценок из скейлинга T-10. То есть они также качественно согласуются с предположением о падении уровня флуктуаций плотности с размером для лимитерных токамаков с круглой формой шнура.

4. ПРИМЕНИМОСТЬ СКЭЙЛИНГА К ДИВЕРТОРНЫМ ТОКАМАКАМ И ОЦЕНКИ ДЛЯ ИТЭР

Измерения уровня флуктуаций плотности проводились на установке JET в диверторной конфигурации в омическом режиме с помощью метода ультрабыстрого сканирования частоты рефлектометра [27]. Они показали, что во внутренних областях плазмы уровень флуктуаций плотности даже несколько выше измеренных на установках Tore Supra и TFTR. Так для $r/a = 0.5$ он составлял 0.45–0.65%, а для $r/a = 0.7$ был равен 0.7–1.1% [27, рис. 4]. То есть переход к диверторной конфигурации не привел к радикальному изменению уровня флуктуаций плотности. Однако в отличие от флуктуаций, радикально изменился профиль плотности, который стал очень пологим во внутренних областях. Такая качественная трансформация профиля плотности типична для диверторных токамаков и может быть связана как с внесением лимитером дополнительных МГД-возмущений, так и изменением магнитного шира в диверторной конфигурации. Это привело к тому, что характерные длины спада плотности увеличились, и расчетные уровни флуктуаций по скейлингу T-10 оказались в 4–5 раз ниже измеренных. Так для $r/a = 0.5$ расчет дает 0.1%, а для $r/a = 0.7$ – 0.22%. В то же время, если рассчитать уровни флуктуаций по типичному для лимитер-

ных токамаков профилю плотности (парабола в степени 1.3), то получаются разумные значения 0.32 и 0.85% соответственно. Таким образом, можно заключить, что связь градиента плотности и амплитуды турбулентности в диверторных режимах существенно отличается от предлагаемого скейлинга. Тем не менее и в этом случае, скейлинг предсказывает разумные значения уровня флуктуаций при использовании в расчете профиля плотности, типичного для лимитерных токамаков. Это позволяет ожидать для омического режима ИТЭР с $q(a) = 3.5$ на половине радиуса наружного обхода уровень флуктуаций плотности в 0.15%. Принимая во внимание сильное уменьшение уровня флуктуаций на внутреннем обводе, показанное на рис. 3 из [15], можно ожидать на половине радиуса внутреннего обхода значений порядка 0.05%. Следует отметить, что сильное уменьшение уровня флуктуаций на внутреннем обходе также показано на установке ASDEX-U [28]. Исходя из результатов T-10 [6] и DIII-D [14] можно было бы ожидать, что при основном дополнительном ЭЦ-нагреве увеличения флуктуаций плотности не произойдет. Однако в ИТЭР из-за быстрого перераспределения энергии, значительная доля мощности будет передана ионам. Кроме того, ионы будут также греться быстрыми альфа-частицами. Поэтому следует ожидать роста уровня флуктуаций плотности из-за нагрева ионов [14], который в настоящий момент трудно предсказать.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована зависимость уровня флуктуаций плотности, полученных на различных установках, от малого и большого радиусов установок. Известно, что высокий уровень флуктуаций плотности может негативно сказываться на работе диагностик, в частности рефлектометрии плазмы. Рост амплитуды флуктуаций плотности снижает качество первичных данных, увеличивая погрешности измерения профиля плотности и при превышении ее порогового значения делает такие измерения невозможными. На основании данных экспериментов на установках, сильно различающихся по размерам, предложена зависимость уровня флуктуаций плотности от малого и большого радиуса токамака. Поскольку основные эксперименты проведены в круглых лимитерных токамаках в режимах с омическим нагревом, то результат экстраполяции применим, вообще говоря, к установкам большего размера аналогичной геометрии и режимам. Однако эксперименты с электронно-циклотронным нагревом в токамаке T-10 позволяют распространить зависимость также на режимы с дополнительным нагревом. Показана применимость полученной зависимо-

сти к лимитерным токамакам большего размера Tore Supra и TFTR. Обсуждается применимость полученной зависимости к установкам с диверторной конфигурацией и делается экстраполяция возможного уровня флуктуаций плотности для сооружаемого во Франции международного токамака-реактора ИТЭР.

Работа выполнена по договору НИЦ “Курчатовский институт” с ГК “Росатом” от 27.07.2020 № 1/19876-Д. Анализ результатов для токамака ФТ-2 выполнен при поддержке гранта Российского научного фонда № 17-12-01110. База данных токамака ФТ-2, использованная в работе, создана и поддерживается в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Conner J.W., Wilson H.R.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. P. 719.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/36/5/002>
2. *Nazikian R., Mazzucato E.* // Rev. Sci. Instruments. 1995. V. 66 (1). P. 392.
3. *Вершков В.А., Солдатов С.В., Шелухин Д.А., Уразбаев А.О.* // Приборы и техника эксперимента. 2004. № 2. С. 54.
4. *Muscatello C.M., Anderson C., Anderson J., Basile A., Boivin R.L., Duco M., Finkenthal D.K., Gattuso A., Klambach J., Kramer G.J., Leshner M., Meneses L., Neilson G.H., O'Neill R., Peebles W.A., Seraydarian R., Sibilina M., Sichta P., Sieving D., Sirinelli A., Wang G., Wang W., Zolfaghari A.* // Nuclear Fusion 2020. V. 60. P. 066005.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab7e46>
5. *Krämer-Flecken A., Anda G., Dunai D., Fuchert G., Geiger J., Grulke O., Han X., Otte M., Trier E., Vécsei M., Windisch T., Zolotnik S. and the W7-X team* // Proc. 14th Internat. Reflectometry Workshop for Fusion Plasma Diagnostics (IRW14). 22–24 May 2019. O. 310.
6. *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., Chistiakov V.V., Cherkasov S.V.* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 063014.
7. *Vershkov V.A., Dreval V.V., Soldatov S.V.* // Rev. Sci. Instruments. 1999. V. 70. P. 1700.
8. *Mazzucato E., Nazikian R.* // Rev. Sci. Instruments. 1995. V. 66. P. 1237.
9. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 2327.
10. *Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Vershkov V.A., Urazbaev A.O.* // Plasma Phys. Reports. 2006. V. 32. P. 707.
11. *Vershkov V.A., Borisov M.A., Subbotin G.F., Shelukhin D.A., Dnestrovskii Yu.N., Danilov A.V., Cherkasov S.V., Gorbunov E.P., Sergeev D.S., Grashin S.A., Krylov S.V., Kuleshin E.O., Myalton T.B., Skosyrev Yu.V., Chistiakov V.V.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 083014.
12. *Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Urazbaev A.O., Grashin S.A., Eliseev L.G., Melnikov A.V. and the T-10 team* // Nucl. Fusion. 2005. V. 45. P. S203.
13. *Vershkov V.A., Buldakov M.A., Subbotin G.F., Shelukhin D.A., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Kharchev N.K., Khabanov P.O., Drabinskiy M.A., Sergeev D.S., Myalton T.B., Trukhin V.M., Gorshkov A.V., Belbas I.S., Asadulin G.M.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 066021.
14. *Hillesheim J.C., DeBoo J.C., Peebles W.A., Carter T.A., Wang G., Rhodes T.L., Schmitz L., McKee G.R., Yan Z., Staebler G.M., Burrell K.H., Doyle E.J., Holland C., Petty C.C., Smith S.P., White A.E., Zeng L.* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 056115.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.045003>
15. *Vershkov V.A., Andreev V.F., Borschegovskiy A.A., Chistyakov V.V., Dremine M.M., Eliseev L.G., Gorbunov E.P., Grashin S.A., Khmara A.V., Kislov A.Ya., Kislov D.A., Komarov A.D., Kozachek A.S., Krupin V.A., Krupnik L.I., Krylov S.V., Lysenko S.E., Maltsev S.G., Mavrin V.A., Melnikov A.V., Notkin G.E., Novikov A.Yu., Pavlov Yu.D., Perfilov S.V., Pterskiy V.V., Ploskirev G.N., Poznyak V.I., Razumova K.A., Roy I.N., Ryzhakov D.V., Savrukhin P.V., Shestakov E.A., Shelukhin D.A., Skosyrev Yu.A., Shurygin R.V., Tilinin G.N., Trukhina E.V., Trukhin V.M.* // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 094019.
16. *Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Irzak M.A., Niskala P., Esipov L.A., Kiviniemi T.P., Leerink S.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 082305.
17. *Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Irzak M.A., Niskala P., Esipov L.A., Kiviniemi T.P., Krutkin O.L., Leerink S.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 112503.
18. *Heikkinen J.A., Janhunen S.J., Kiviniemi T.P., Ogando F.* // J. Comput. Phys. 2008. V. 227. P. 5582.
19. *Niskala P., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Altukhov A.B., Esipov L.A., Kantor M.Yu., Kiviniemi T.P., Kouprienko D.V., Korpilo T., Lashkul S.I., Leerink S., Perevalov A.A., Rochford R.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2017. V. 59. P. 044010.
20. *Gusakov E.Z., Dyachenko V.V., Irzak M.A., Khitrov S.A., Saveliev A.N., Shcherbinin O.N.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. P. 075018.
21. *Krutkin O.L., Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Irzak M.A., Esipov L.A., Sidorov A.V., Chóné L., Kiviniemi T.P., Leerink S., Niskala P., Lechte C., Heurax S., Zadvitskiy G.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 096017.
22. *Gerbaud T., Clairet F., Sabot R., Sirinelli A., Heurax S., Leclert G., Vermare L.* // Rev. Sci. Instruments. 2006. V. 77. P. 10E928.
23. *Hornung G., Clairet F., Falchetto G.L., Sabot R., Arnichand H., Vermare L.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2013. V. 55. No. 12. P. 125013.

24. *Paul S.F., Bretz N., Durst R.D., Fonck R.J., Kim Y.J., Mazzucato E., Nazikian R.* // *Phys. Fluids*. 1992. V. B4. P. 2922.
<https://doi.org/10.1063/1.860165>
25. *Durst R.D., Fonck R.J., Cosby G., Evensen H., Paul S.F.* // *Rev. Sci. Instruments*. 1992. V. 63. P. 4907.
<https://doi.org/10.1063/1.1143546>
26. *Efthimion P.C., Barnes C.W., Bell M.G., Biglari H., Bretz N., Diamond P.H., Hammett G., Heidbrink W., Hulse R., Johnson D., Kusama Y., Mansfield D., Medley S.S., Nazikian R., Park H., Ramsey A., Rewoldt G., Scott S.D., Stratton B.C., Synakowski E., Tang W.M., Taylor G., Zarnstorff M.C., Zweben S.J.* // *Phys. Fluids*. 1991. V. B3. P. 2315.
<https://doi.org/10.1063/1.859598>
27. *Clairat F., Sirinelli A., Meneses L.* // *Nuclear Fusion*. 2016. V. 56. P. 126019.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/56/12/126019>
28. *Nikolaeva V., Guimaraes L., Manz P., Carralero D., Manso M.E., Stroth U., Silva C., Conway G.D., Seliunin E., Vicente J., Brida D., Aguiam D., Santos J., Silva A.* // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2018. V. 60. P.055009.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aab4c5>