

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ СПЕКТРА РЕФЛЕКТОМЕТРА ПРИ НОРМАЛЬНОМ И НАКЛОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ

© 2020 г. А. Д. Гурченко<sup>a,\*</sup>, Е. З. Гусаков<sup>a</sup>, А. Б. Алтухов<sup>a</sup>, Л. А. Есипов<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

\*e-mail: [aleksey.gurchenko@mail.ioffe.ru](mailto:aleksey.gurchenko@mail.ioffe.ru)

Поступила в редакцию 03.05.2019 г.

После доработки 28.05.2019 г.

Принята к публикации 21.06.2019 г.

С помощью радарных стробоскопических времяпролетных измерений изучена динамика формирования спектров как традиционной флукуационной рефлектометрии (с зондированием, нормальным по отношению к поверхности отсечки), так и доплеровской рефлектометрии. Даже при невысоком временном разрешении, не позволявшем выделить спектры, образовавшиеся после одного прохода до отсечки и обратно, удалось различить два механизма формирования спектра. Первый, проявившийся при нормальном зондировании и для несмещенной компоненты спектра доплеровской рефлектометрии, типичен для нелокального формирования спектра флукуационной рефлектометрии в малых установках и связан с распространением вдоль протяженной траектории между отсечкой и стенкой камеры и малоугловым рассеянием вдоль нее. Второй, наблюдавшийся для основной части спектра доплеровской рефлектометрии, доминирующей по мощности и частотно-смещенной, не задержан во времени и с наибольшей вероятностью соответствует классическому однопроходному обратному рассеянию, локализованному вблизи отсечки.

*Ключевые слова:* времяпролетная рефлектометрия, доплеровская рефлектометрия, многократное отражение, малоугловое рассеяние

**DOI:** 10.31857/S0367292120010096

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее распространенных микроволновых диагностик обратного рассеяния, применяемых в исследованиях турбулентности в горячей плазме тороидальных установок, является флукуационная рефлектометрия [1–7]. Турбулентность плазмы, в которой распространяется зондирующий пучок, приводит к тому, что в рефлектометрическом сигнале всегда присутствует случайная составляющая, благодаря чему его частотный спектр существенно уширен по сравнению с линией зондирующего генератора или сигнала, просто отраженного от поверхности отсечки. Долгое время считалось, что основной причиной возникновения подобного спектра является обратное коллективное рассеяние на длинноволновых колебаниях плотности с волновым вектором  $\mathbf{k}$ , происходящее вблизи поверхности отсечки, где выполняется условие брэгговского резонанса:  $\mathbf{k} = -2\mathbf{k}_i$  ( $\mathbf{k}_i$  – волновой вектор зондирующей волны). Высокая локализация измерений при этом обычно обосновывалась [8] ссылкой на одномерную линейную теорию, в которой длинноволновые флукуации, доминирую-

щие в спектре колебаний плотности, приводят к обратному рассеянию только в окрестности отсечки, а эффективность рассеяния возрастает там же за счет некоторого усиления электрического поля зондирующей и рассеянной волн. Однако уже одномерный численный анализ [9] выявил существенную роль нелокализованного малоуглового рассеяния длинноволновыми радиальными колебаниями плотности, происходящего на всей трассе зондирования-приема. Важность малоуглового рассеяния была подтверждена двумерной линейной [10, 11] и нелинейной [12, 13] теориями.

Дальнейшее продвижение в рефлектометрических исследованиях турбулентности, и в частности, ее корреляционных длин, связано с развитием полоидальной и радиальной корреляционных методик [14–17], при этом интерпретация рефлектометрических измерений существенно зависит от линейности / нелинейности режима рассеяния и роли при этом малоуглового рассеяния [13, 18–20].

Одним из важных шагов в развитии рефлектометрии стало использование ее доплеровской

модификации, в которой значительная часть сигнала малоуглового рассеяния принципиально не попадает в достаточно узкую и наклоненную по отношению к поверхности отсечки диаграмму направленности антенны. В настоящее время доплеровская рефлектометрия широко используется не только для исследования спектра турбулентности по полоидальным волновым числам, но и для измерения скорости полоидального вращения плазмы, ее среднего значения и осцилляций, вызванных геодезической акустической модой [21–31]. Тем не менее, и в случае доплеровской рефлектометрии малоугловое рассеяние играет важную роль, переводя распространение зондирующей волны в нелинейный (определяемый уровнем турбулентности) режим, влияя на вид спектров рассеяния и затрудняя интерпретацию результатов экспериментов.

Для преодоления возникающих интерпретационных трудностей в последние годы появилась тенденция к развитию синтетических диагностик [32–38], в которых прямой расчет сигналов рефлектометра осуществляется либо в борновском (линейном по амплитуде флуктуаций плотности) приближении, либо с помощью полноволновых кодов, которые позволяют корректно учесть влияние турбулентности любого уровня на распространение зондирующей волны. При этом используются реализации турбулентности, полученные в результате гирокинетического моделирования.

Несмотря на прогресс, достигнутый в понимании и интерпретации рефлектометрических данных с помощью синтетических диагностик, существует весьма важная экспериментальная область, по-прежнему не доступная для численного моделирования. Речь идет о возможности многократного прохождения волны между отсечкой и антенной, эффективно удлиняющего траекторию волны. Малоугловое рассеяние, возникающее на подобной траектории, способно модифицировать спектр рефлектометра, и этот эффект является предметом нашего интереса. Первые результаты в данном направлении были рассмотрены в работе [39], более детальное исследование представлено в данной работе.

## 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Удобным инструментом для изучения динамики формирования спектров рефлектометрического рассеяния при циркуляции зондирующей волны в области между антенной и отсечкой является стробоскопический радарный метод. Данный подход уже успешно использовался ранее в лабораторной плазме линейных установок [40], а также в токамаке для исследования волн нижнегибридного диапазона частот, флуктуаций плотности и магнитного поля с помощью методик

усиленного и кросс-поляризационного рассеяния [41–43].

Применение радарной методики подразумевает формирование последовательности зондирующих импульсов (с длительностью  $\Delta t$  и периодом  $T$ ) и стробоскопический прием рассеянного сигнала (их контур показан сплошной линией на рис. 1а). Результатом импульсной амплитудной модуляции зондирующей мощности с частотой  $f_i$  является модификация спектра зондирования, в котором появляется набор дополнительных линий с частотой, кратной обратному периоду модуляции  $1/T$  (рис. 1б). Каждой подобной линии, будет соответствовать свой спектр рассеянного сигнала  $P(f_s - f_i)$ , условно показанный на рис. 1в ( $f_s$  – частота рассеянного сигнала). Пространственной раздвижкой областей рассеяния для различных спектральных компонент зондирования можно пренебречь, поскольку соответствующие пространственные сдвиги на порядки величины меньше размера области, дающей вклад в сигнал рефлектометра, а коэффициент когерентности между флуктуациями, измеренными на таком расстоянии, близок к единице. Исходя из этого, для дальнейшего анализа можно выбрать спектр рассеяния вокруг любой из центральных гармоник, что в принципе позволяет осуществлять эффективную борьбу с внешними наводками. В достаточно простых условиях экспериментов, представленных в настоящей работе, осуществлялась настройка на центральную линию. Поскольку рассеянный сигнал растянут во времени (пунктирная линия на рис. 1а), можно организовать анализ его части, соответствующей какому-либо времени задержки  $t_d$ . Для этого осуществляется стробирование принимаемой мощности последовательностью коротких импульсов (показанных черным цветом на рис. 1а), аналогичной серии модуляционных импульсов, но сдвинутой относительно нее на соответствующее время.

Рассмотренная методика применима для исследования рассеивающих флуктуаций, у которых спектры от соседних гармоник зондирующей частоты не перекрываются, а сигнал рассеяния достаточно превышает уровень шумов.

Первое ограничение не является принципиальным, поскольку частотная раздвижка между соседними гармониками задается периодом повторения зондирующих импульсов. При этом нельзя забывать, что минимальный период повторения модулирующих импульсов должен быть больше длительности рассеянного сигнала от каждого импульса.

Второе ограничение является более серьезным. Чувствительность предлагаемого метода оказывается существенно ниже, чем в случае непрерывного зондирования. При переходе к им-

пульсной модуляции, средняя мощность зондирования уменьшается в количество раз, равное скажности импульсов  $T/\Delta t$ . При последующей настройке полосы приема на спектр рассеяния около какой-либо одной гармоники зондирующей частоты, произойдет дополнительная потеря мощности анализируемого сигнала по сравнению с суммарной мощностью в число раз, также примерно равное скажности. Стробирование сигнала последовательностью импульсов также приведет к потере мощности принимаемого излучения по сравнению с непрерывным приемом пропорционально величине  $T/\Delta t$ . В экспериментах с усиленным рассеянием [40–42], в условиях открытой на пути следования волн поверхности электронного циклотронного резонанса, шумовой уровень сигнала определялся излучением из плазмы, поэтому стробирование принимаемого сигнала не меняло чувствительность, одинаково уменьшая мощность и полезного сигнала, и шума. В рассматриваемом в настоящей работе рефлектометрическом эксперименте шумовой уровень определялся собственными шумами смесителя и усилителей в приемном канале, поэтому общее падение чувствительности схемы в данном случае оказывается пропорционально кубу скажности применяемой последовательности импульсов  $(T/\Delta t)^3$ . Следует также заметить, что поскольку рассеянный отклик оказывается шире строба, то может происходить и дополнительное уменьшение сигнала, определяемое формой спектра по волновым числам рассеивающих флуктуаций.

### 3. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СХЕМА

Времяпролетный рефлектометрический эксперимент проводился на токамаке ФТ-2 (с большим радиусом  $R = 55$  см и радиусом диафрагмы  $a = 7.9$  см) в омическом разряде с тороидальным магнитным полем в центре камеры  $B_T(0) = 2.2$  Тл, плазменным током  $I_p = 32$  кА, электронной концентрацией  $n_e(0) = 3.3 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и электронной температурой  $T_e(0) = 470$  эВ. Профиль плотности восстанавливался из измерений с помощью микроволнового 7-ми хордового интерферометра с частотами зондирования 134–137 ГГц в предположении круглых магнитных поверхностей.

В рефлектометрических экспериментах и зондирование, и прием волнами с обыкновенной поляризацией проводились через одну рупорную антенну круглого сечения с апертурой  $D = 3$  см (рис. 2). Для реализации традиционной рефлектометрии с нормальным по отношению к поверхности отсечки зондированием использовалась антенна А1, установленная на экваторе со стороны слабого магнитного поля. Для доплеровской рефлектометрии с наклонным зондированием

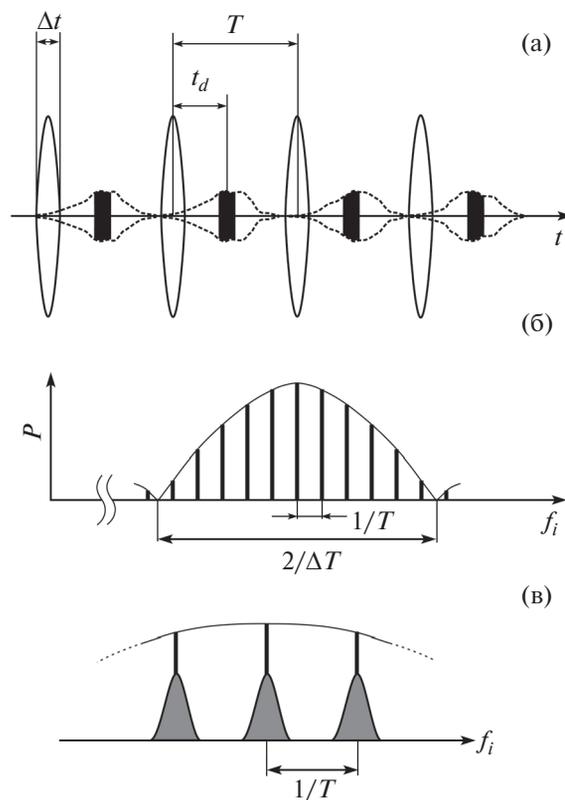
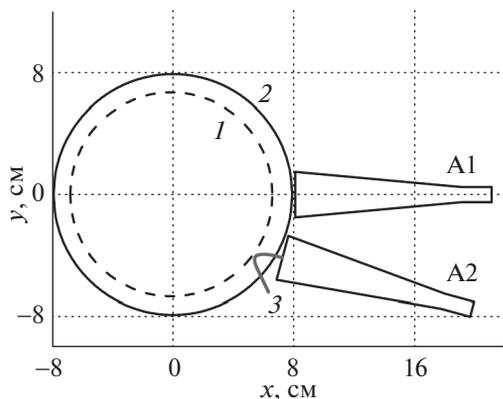


Рис. 1. Принципы работы радарной стробоскопической времяпролетной методики. а – последовательность импульсов модулирующих зондирующее микроволновое излучение (сплошная линия), сигналов из плазмы после каждого из них (пунктирная линия) и импульсов строба (закрашены черным цветом). б – спектр зондирующего излучения. в – спектры рассеянного сигнала.

использовалась антенна А2, сдвинутая в вертикальном направлении вниз. Угол между нормалью к магнитной поверхности и центральной осью диаграммы направленности антенны А2 в вакууме составляет 15°. Для каждой из антенн угол раскрытия диаграммы направленности по уровню -3 дБ составлял ±13°, а по уровню -9 дБ – ±21°. При этом важно отметить, что в проводимых экспериментах с частотой зондирования  $f_i = 28.7$  ГГц отсечка для обыкновенной волны находилась в ближней зоне антенн, где диаметр зондирующего пучка по уровню -3 дБ не превышал 2 см. Модовая селекция осуществлялась с помощью соответствующей ориентации волноводного переходника с прямоугольного на круглое сечение, при этом примесь необыкновенной моды в зондирующей мощности была близка к 1%.

Принципиальная схема стробоскопической радарной диагностики представлена на рис. 3. При отключенных импульсах модуляции и стробирования непрерывная СВЧ- мощность в 20 мВт на частоте  $f_i = 28.7$  ГГц от генератора 1 через фер-

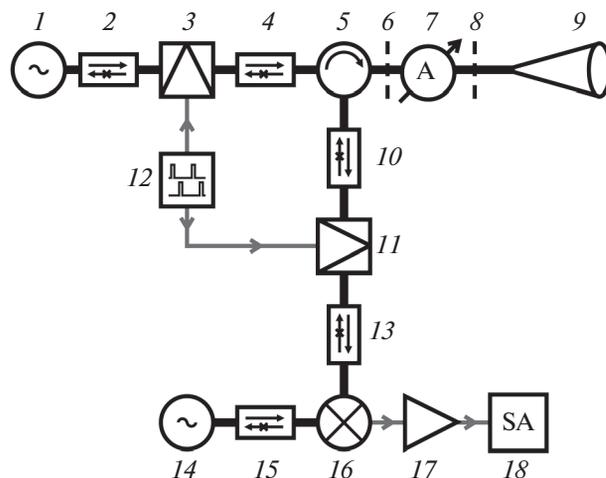


**Рис. 2.** Геометрия рефлектометрического эксперимента. A1, A2 – рупорные антенны; 1 – отсечка для обыкновенной волны ( $f_i = 28.7$  ГГц); 2 – положение диафрагмы; 3 – центральная лучевая траектория для рупора A2.

ритовый Y-циркулятор 5 (с развязкой между входами: 20–30 дБ) и СВЧ-тракт на основе прямоугольного волновода сечением  $7.2 \times 3.6$  мм излучалась в плазму в обыкновенной поляризации со стороны слабого магнитного поля с помощью рупорной антенны A1 или A2. Поскольку в эксперименте для приема рассеянного сигнала использовалась та же антенна, развязка между трактами зондирования и приема осуществлялась с помощью циркулятора 5, при этом сигнал из плазмы перенаправлялся на вход СВЧ-смесителя 16. На второй вход смесителя поступала мощность от гетеродинного генератора 14 на частоте  $f_{LO} = f_i - 100$  МГц. После супергетеродинного приема и усиления на 24 дБ сигнал из плазмы на разностной частоте 100 МГц поступал на вход гетеродинного анализатора спектра 18 последовательного типа, где спектр рассеянного сигнала  $P(f_s - f_i) \equiv P(f)$  в полосе частот от  $f = -5$  МГц до  $f = 5$  МГц (относительно разностной) разворачивался за 2 мс и записывался с помощью аналогово-цифрового преобразования с тактом 1 мкс.

При работе с одной антенной особую роль приобретают отражения в тракте, возникающие из-за наличия диэлектрической 6 и вакуумной 8 развязок на пути между циркулятором 5 и антенной 9, поскольку отраженный от них сигнал начинает конкурировать по интенсивности с сигналом рассеяния от флуктуаций из плазмы. Однако в применяемой нами времяпролетной методике есть возможность разделить во времени полезный сигнал из плазмы от ложных отражений в тракте, путем достаточного удлинения тракта за последним отражающим элементом 8.

Для реализации времяпролетного режима работы на быстродействующие модуляторы 3 и 11 на основе p-i-n диодов (с глубиной подавления 27 дБ) поступали управляющие последовательно-



**Рис. 3.** Радарная стробоскопическая схема для рефлектометрических измерений. 1 – генератор для зондирования плазмы; 2, 4, 10, 13, 15 – вентили; 3, 11 – модуляторы; 5 – циркулятор; 6 – диэлектрическая развязка; 7 – аттенюатор; 8 – вакуумная развязка; 9 – рупорная антенна; 12 – формирователь импульсов модуляции и стробирования с заданным временем задержки; 14 – гетеродинный генератор; 16 – смеситель; 17 – усилитель; 18 – анализатор спектра.

сти импульсов. Система из двух синхронизованных генераторов сигналов сложной формы, формирующих эти последовательности с заданным временем задержки, условно обозначена на схеме на рис. 3 одним элементом 12. Для отсчета времени задержки в рефлектометрическом эксперименте момент формирования на модуляторе 3 импульса зондирования, далее распространяющегося по волноводному тракту к антенне, был принят за  $t_d = 0$  нс. Возникшие при отражении на развязках 6 и 8 импульсы через циркулятор 5 поступают в приемный тракт. Для того чтобы они смогли пройти на смеситель 16, было необходимо, чтобы модулятор 11 был открыт при  $t_d = 2.5$  нс и  $t_d = 3.5$  нс соответственно. При калибровке схемы (до установки на фланец токамака) выход антенны перекрывался металлической пластиной, при этом отраженный импульс доходил до модулятора 11 к моменту времени  $t_d = 9$  нс. При работе с плазмой отсечка для обыкновенной волны (положение отсечки легко найти из условия равенства частоты зондирования и электронной плазменной частоты  $f_i = f_{pe}$ ) находилась на расстоянии около 1.4–1.7 см от антенны. Такое расстояние в плазме волна проходит за время меньше 0.1 нс. Даже при минимальной длительности зондирующего импульса ( $\Delta t = 1$  нс), достижимой в эксперименте, было бы невозможно отличить рассеяние вблизи самой антенны от рассеяния в отсечке. Иными словами, временное разрешение метода не позволяло отличить первое «отражение» от второго, а лишь позволяло различать про-

ходы волны с номерами больше пяти-шести. Таким образом, настройка импульса стробирования на  $t_d = 9$  нс обеспечивала наблюдение наиболее раннего отклика из плазмы и гарантированно препятствовала попаданию на супергетеродинный приемник ложных импульсов, отраженных на развязках. Отдельную техническую проблему для анализа спектров рефлектометра представляет просачивание непрерывной СВЧ-мощности через модулятор 3, ее рассеяние в плазме, а также отражение от упомянутых развязок.

#### 4. ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА СПЕКТРОВ РЕФЛЕКТОМЕТРА

Предварительные измерения, проведенные с периодом повторения импульсов модуляции и стробирования  $T = 50$  нс, позволили выяснить, что длительность отклика от каждого пакета зондирующего излучения не превышает 17 нс. В последующих экспериментах, результаты которых представлены в этой работе, в целях увеличения отношения сигнал/шум, период повторения импульсов модуляции был уменьшен до  $T = 20$  нс, а длительность импульса модуляции на половине высоты увеличена до  $\Delta t = 1.5$  нс. Для анализа выбирались спектры в полосе частот от  $f = -1$  МГц до  $f = 1$  МГц, измеренные в течение 0.4 мс в квазистационарной части разряда токамака на плато эволюций тока, магнитного поля и плотности. Измерения спектров выполнялись в отдельных разрядах токамака для различных времен задержки  $t_d$ , определяемых положением строба, который сдвигался на 1 нс в следующем разряде. Полная серия для различных времен задержки повторялась 6 раз, таким образом, спектр для каждого положения строба вычислялся с усреднением по 6 разрядам токамака. На рис. 4а, б, соответственно в линейном и логарифмическом масштабах, представлены примеры спектров мощности сигнала доплеровского рефлектометра (т.е. при работе через наклонную антенну А2). Черной кривой 1 изображен спектр, полученный при  $t_d = 9$  нс, т.е. в тот момент, когда волна в максимуме энергии импульса зондирования испытывает рассеяние вблизи отсечки или, учитывая фактическое временное разрешение схемы, вблизи рупора. Доминирующий на спектре максимум при  $f = 0$  соответствует обратному отражению в антенну зондирующей мощности из боковой части диаграммы направленности антенны. Второй максимум в области  $f_s - f_i = f_D = 160$  кГц связан с эффектом доплеровского сдвига при рассеянии на флуктуациях, обладающих полоидальным фазовой скоростью  $v_\theta$  в направлении электронного диамагнитного дрейфа. Значение полоидального волнового числа для центральной лучевой траектории зондирующего пучка (кривая 3 на рис. 2) в точке максимального сближения с отсечкой со-

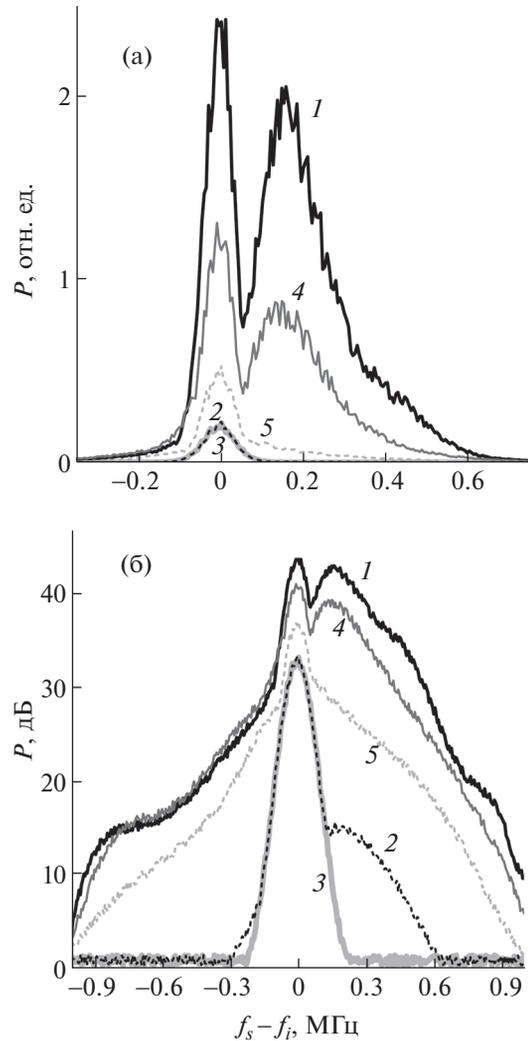


Рис. 4. Спектры мощности доплеровского рефлектометра в а) линейном и б) логарифмическом масштабах, полученные для различных сдвигов импульса строба (1 – при  $t_d = 9$ , 2 – 16, 4 – 10, 5 – 11 нс), а также 3 – спектр сигнала отраженной от развязки немодулированной мощности.

ставляет  $k_\theta \approx 2.1 \text{ см}^{-1}$ , что позволяет оценить полоидальную скорость, как  $v_\theta = \pi f_D / k_\theta \approx 2.4 \text{ км/с}$ . Анализ и интерпретация полоидальных скоростей, измеряемых на токамаке ФТ-2 доплеровским рефлектометром с непрерывным зондированием, подробно разбирается в работах [33, 36–38]. Здесь же просто отметим сохранившуюся в применяемой времяпролетной модификации диагностики способность извлечения из спектра сигнала тех же значений скорости, несмотря на существенную, более чем в 2000 раз, потерю в чувствительности. Черной пунктирной кривой 2 на рис. 4а, б показан спектр, измеренный при  $t_d = 16$  нс. Начиная с этого времени задержки спектр сигнала не менялся. Причиной наблюде-

ния доплеровски сдвинутого спектра рассеяния при  $5 \text{ нс} \geq t_d \geq 16 \text{ нс}$  является остаточный немодулированный уровень непрерывной мощности зондирования, просачивающейся через модулятор 3. Следует пояснить, что центральная часть спектра с несдвинутым максимумом, начиная с  $t_d = 13 \text{ нс}$ , соответствовала не отражению мощности зондирования из боковой части диаграммы направленности, уровень которой на этих временах становился слишком мал, а отражению от диэлектрической развязки 6 просачивающейся непрерывной мощности. Спектр сигнала отраженной от развязки немодулированной мощности, измеренный при полном закрытии аттенюатора 7 (ослабление на 40 дБ), показан светло-серой сплошной кривой 3. Примеры спадающих по мощности спектров, полученных для  $t_d = 10$  и 11 нс, изображены кривыми 4 и 5.

Полная картина, демонстрирующая динамику изменения спектров сигнала при наклонном зондировании, показана на рис. 5а. Различные уровни спектральной мощности представлены в логарифмическом масштабе с шагом в 6 дБ градациями серого цвета с разделяющими белыми изолиниями. Как видно, рост сигнала начался при  $t_d = 6 \text{ нс}$ , достигал насыщения при  $t_d = 9 \text{ нс}$ , после чего начиналось постепенное падение сигнала, вплоть до  $t_d = 16 \text{ нс}$ .

Для проведения аккуратного анализа временной динамики отклика рассеяния и его сравнения с формой вводимого в плазму импульса СВЧ-излучения была выполнена специальная процедура перенормировки спектров. Временная зависимость для каждой спектральной компоненты сигнала нормировалась на значение при  $t_d = 9 \text{ нс}$ :  $P_n(f, t_d) = P(f, t_d)/P(f, 9 \text{ нс})$ . В логарифмическом масштабе эта процедура эквивалентна смещению по амплитуде различных спектральных компонент друг относительно друга, так что при  $t_d = 9 \text{ нс}$  их уровень оказался одинаковым и был приведен к значению  $P_n = 0 \text{ дБ}$ . Соответствующая спектральная динамика рефлектометрического отклика показана в нижней части рис. 5б. В верхней части рис. 5б в той же шкале по амплитуде приведена форма модуляционного импульса  $P_i$ , с максимумом при  $t_d = 9 \text{ нс}$ , в соответствии с принятым в работе способом отсчета времени задержки, привязанным к моменту открытия модулятора 11. Черными изолиниями на рис. 5б показан уровень ослабления  $-3 \text{ дБ}$  относительно мощности при  $t_d = 9 \text{ нс}$ . Как видно, смещенная в результате эффекта Доплера доминирующая компонента спектра при  $f_s - f_i > 0$  оказалась практически идентичной падающему импульсу. Спектральные же компоненты доплеровского рефлектометра с отрицательным частотным сдвигом оказались задержаны по отношению к соответствующим ча-

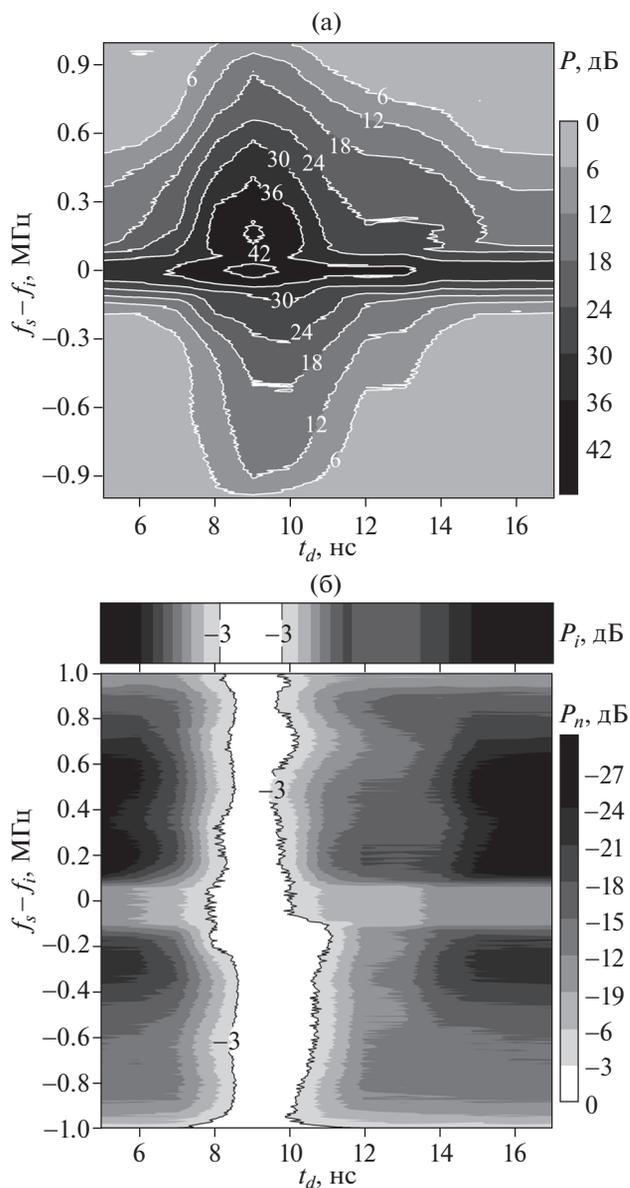
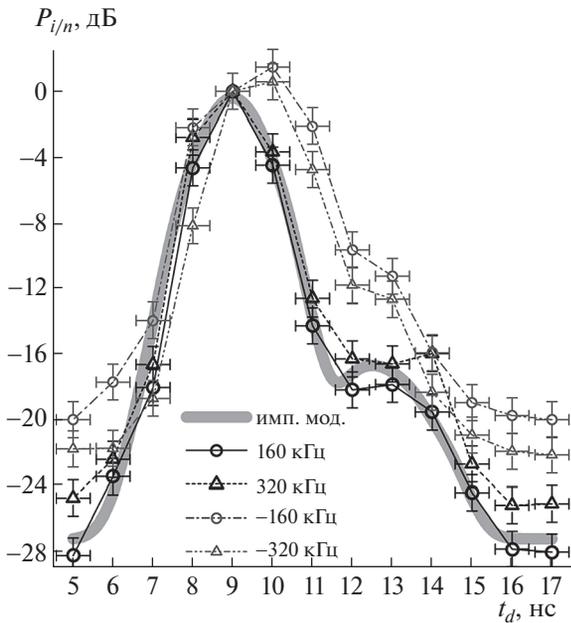


Рис. 5. а) – Временная эволюция спектра доплеровского рефлектометра; б) – сравнение импульса модуляции  $P_i$  (сверху) и рефлектометрического отклика  $P_n$  (снизу).

стям спектра с противоположным частотным сдвигом. На рис. 6 представлено сравнение временной зависимости модуляционного импульса (сплошная светло-серая кривая) и поведения нескольких спектральных компонентов рефлектометрического отклика  $P_n$ . Следует пояснить, что модуляционный импульс зондирующего излучения, формируемый с помощью р-і-п диода 3, на уровне  $-16 \text{ дБ}$  имел дополнительный максимум, сдвинутый на  $3.5 \text{ нс}$  относительно основного. Черными кружками и треугольниками показаны зависимости для положительных частот  $f = 160 \text{ кГц}$

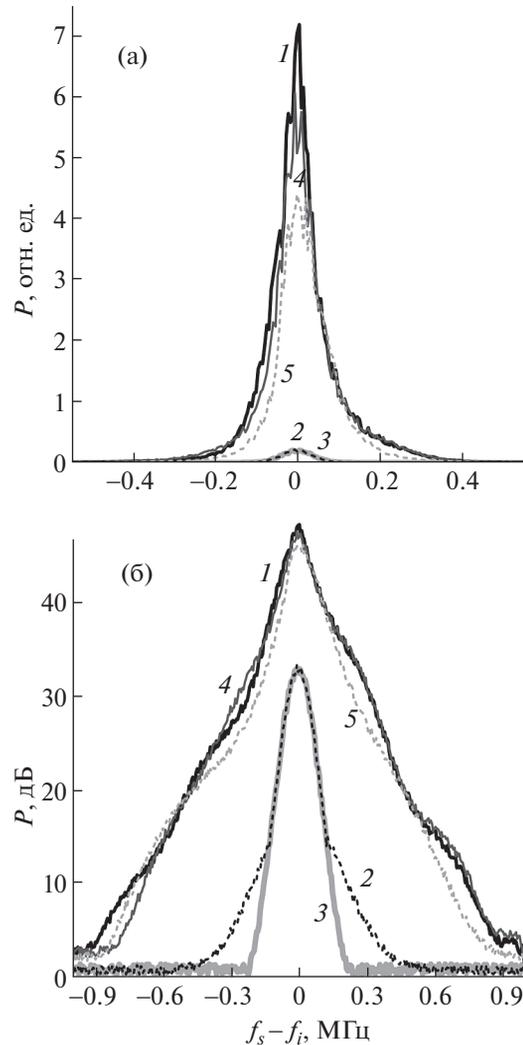


**Рис. 6.** Временные эволюции импульса модуляции  $P_i$  (серая кривая) и нескольких частотных компонентов нормированного спектра доплеровского рефлектометра  $P_n$  (символы).

(в максимуме сигнала доплеровского рефлектометра) и 320 кГц. Серыми кружками и треугольниками показаны компоненты с отрицательными частотами:  $-160$  и  $-320$  кГц. Как видно, отклик доплеровского рефлектометра для спектральных компонентов вблизи максимума сигнала  $f \approx f_D$  хорошо соответствует форме модуляционного импульса, в то время как части сигнала, сдвинутые на 320 и 480 кГц в противоположную доплеровскому сдвигу сторону, оказались задержаны не менее чем на 1 нс.

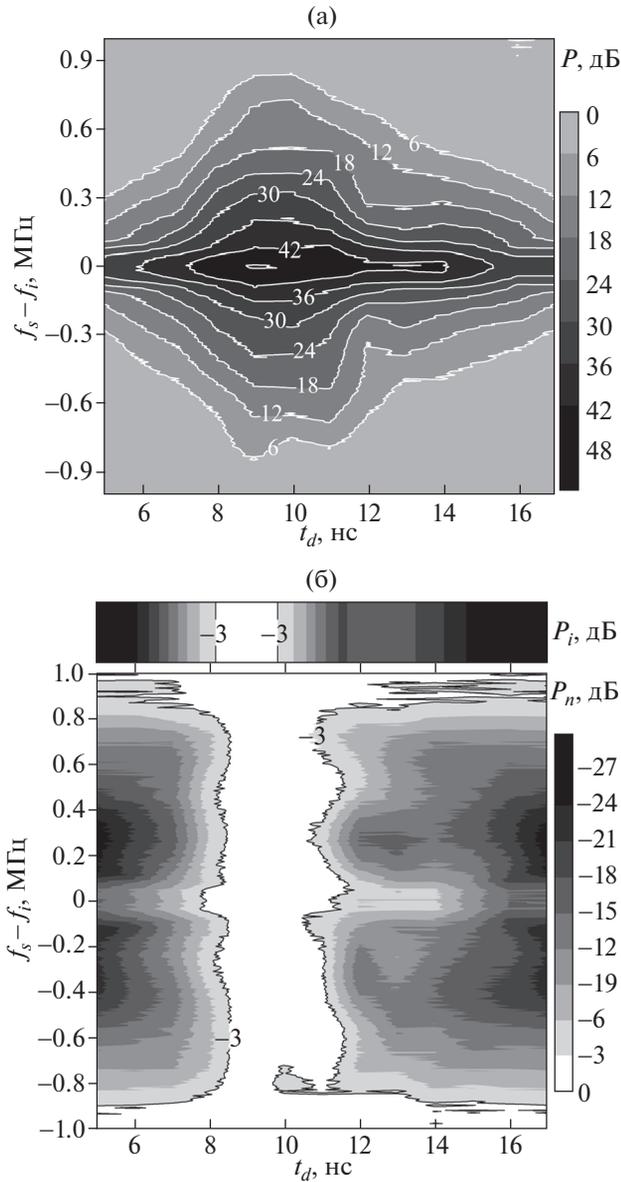
Методика исследования, представленная выше, была также применена для исследования временной динамики сигнала для случая зондирования через антенну А1, нормального по отношению к отсечке.

На рис. 7а, б показаны спектры в линейном и логарифмическом масштабах. Как и для предыдущего случая, спектры приведены для нескольких последовательных времен задержки, начиная с максимума рефлектометрического отклика:  $t_d = 9$  нс (черная сплошная кривая 1), 10 нс (серая сплошная кривая 4) и 11 нс (пунктирная светло-серая кривая 5). Пунктирной черной кривой 2 изображен спектр для времени задержки  $t_d = 17$  нс (после которого он уже не менялся), соответствующий рассеянию немодулированной непрерывной части мощности зондирования, проходящей через модулятор 3. Спектр сигнала, отраженного от диэлектрической развязки, измеренный при закрытом аттенуаторе 7, показан светло-серой



**Рис. 7.** Спектры мощности рефлектометра с нормальным зондированием в а) линейном и б) логарифмическом масштабах, полученные для различных сдвигов импульса строба (1 – при  $t_d = 9$ , 2 – 17, 4 – 10, 5 – 11 нс). 3 – спектр сигнала, отраженного от диэлектрической развязки.

сплошной кривой 3. Помимо естественного отсутствия доплеровского сдвига спектра при нормальном зондировании, ярким отличием от случая наклонного зондирования является слабое изменение амплитуды спектра со временем. Полная временная динамика спектра представлена в логарифмическом масштабе на рис. 8а, форма модуляционного импульса показана в верхней части рис. 8б, а рефлектометрический отклик  $P_n$ , полученный нормировкой на спектральный компонент при  $t_d = 9$  нс, – в нижней части рис. 8б. Как видно, при нормальном зондировании продолжительность рассеянного сигнала превышает на 1–2 нс длительность зондирующего импульса. Подобная задержка соответствует 30–60 см дополнительной траектории в вакууме, в то время

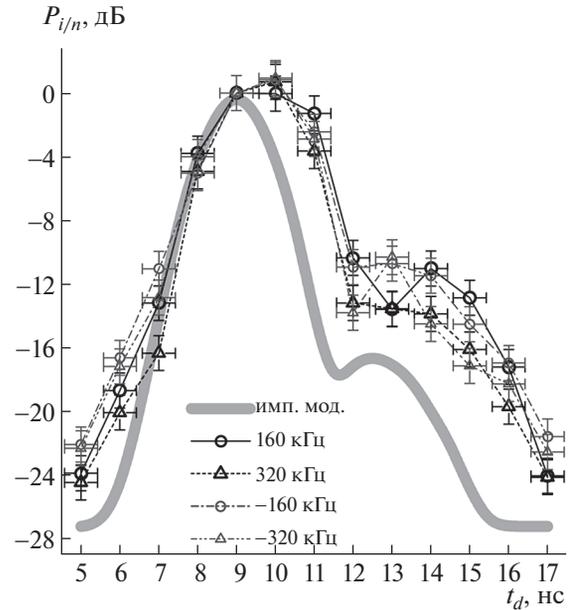


**Рис. 8.** а) – Временная эволюция спектра рефлектометра с нормальным зондированием; б) – сравнение импульса модуляции  $P_i$  (сверху) и соответствующего рефлектометрического отклика  $P_n$  (снизу).

как расстояние от антенны до отсечки составляет менее 2 см. Эффект задержки для тех же спектральных компонентов, что и для случая наклонного зондирования, демонстрируется на рис. 9. Видно, что, помимо общей задержки рефлектометрического отклика на 2 нс, наблюдается даже некоторое увеличение уровня рассеянного сигнала при  $t_d = 10$  нс.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основываясь на времяпролетных стробоскопических измерениях, можно различить два ме-



**Рис. 9.** Временные эволюции импульса модуляции  $P_i$  (серая кривая) и нескольких частотных компонентов нормированного спектра рефлектометра с нормальным зондированием  $P_n$  (символы).

ханизма формирования спектра обратного рефлектометрического рассеяния, проявившихся в эксперименте. Первый, наблюдавшийся для не задержанной во времени, доминирующей по мощности и частотно-смещенной компоненты спектра при наклонном зондировании, соответствует классическому однопроходному обратному рассеянию в отсечке. Именно этот механизм используется в первую очередь для интерпретации измерений с помощью доплеровской рефлектометрии. Второй механизм, проявившийся при нормальном зондировании, а также в меньшей степени при наклонном зондировании для спектральных компонент, обладающих знаком противоположным доплеровскому смещению, по всей видимости, связан с распространением вдоль протяженной траектории между отсечкой и стенкой камеры и малоугловым рассеянием вдоль нее. Подобный механизм характерен для флуктуационной рефлектометрии в малых установках, но может проявляться и на крупных установках при зондировании периферийной плазмы, в частности, в окрестности внешнего транспортно-го барьера. В эксперименте с наклонным зондированием на токамаке ФТ-2 сигнал, обусловленный этим механизмом, оказался на 15 дБ меньше по величине, чем доплеровски сдвинутая часть спектра. Однако в общем случае конкретное соотношение будет зависеть от уровня мелкомасштабных колебаний плотности, приводящих к однопроходному обратному рассеянию.

Обработка и анализ результатов времяпролетных измерений выполнены 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

- Mazzucato E. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 792. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.792>
- Вершков В.А., Журавлев В.А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 858.
- Doyle E.J., Lehecka T., Luhmann Jr. N.C., Peebles W.A. and the DIII-D Group // Rev. Sci. Instrum. 1990. V. 61. P. 3016. <https://doi.org/10.1063/1.1141971>
- Mazzucato E., Nazikian R. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1991. V. 33. P. 261. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/33/3/009>
- Hanson G.R., Harris J.H., Wilgen J.B., Thomas C.E., Aceto S.C., Baylor L.R., Bell J.D., Branas B., Dunlap J.L., England A.C., Hidalgo C., Murakami M., Rasmussen D.A., Sanchez J. Sanz, Schwelberger J.G., Uckan T., Zielinski J.J. // Nucl. Fusion. 1992. V. 32. P. 1593. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/32/9/I07>
- Fonck R.J., Bretz N., Cosby G., Durst R., Mazzucato E., Nazikian R., Paul S., Scott S., Tang W., Zarnstorff M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1992. V. 34. P. 1993. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/34/13/031>
- Vershkov V.A., Soldatov S.V., Shelukhin D.A., Chistiakov V.V. // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 1775. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/11Y/318>
- Mazzucato E., Nazikian R. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 1840. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.1840>
- Hutchinson I.H. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1992. V. 34. P. 1225. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/34/7/005>
- Gusakov E.Z., Tyntarev M.A. // Fusion Eng. Design. 1997. V. 34–35. P. 501. [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(96\)00596-0](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(96)00596-0)
- Gusakov E.Z., Yakovlev B.O. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 2525. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/12/303>
- Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 2327. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/11/303>
- Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. P. 1393. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/46/9/004>
- Schirmer J., Conway G.D., Holzhauser E., Suttrop W., Zohm H. and the ASDEX Upgrade Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2007. V. 49. 1019. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/49/7/006>
- Vershkov V.A., Drevál V.V., Soldatov S.V. // Rev. Sci. Instrum. 1999. V. 70. P. 1700. <https://doi.org/10.1063/1.1149654>
- Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Esipov L.A., Irzak M.A., Kantor M.Yu., Kouprienko D.V., Lashkul S.I., Leerink S., Niskala P., Stepanov A.Yu., Teplova N.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. V. 58. 105004. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/10/105004>
- Windisch T., Krämer-Flecken A., Velasco J.L., Könies A., Nührenberg C., Grulke O., Klinger T. and the W7-X team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. 105002. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa759b>
- Gusakov E.Z., Surkov A.V., Popov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 959. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/47/7/001>
- Gusakov E., Irzak M., Popov A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2014. V. 56. 025009. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/56/2/025009>
- Gusakov E., Irzak M., Popov A., Khitrov S.A., Teplova N.V. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. 022119. <https://doi.org/10.1063/1.4976545>
- Bulanin V.V., Korneev D.O., Rozhansky V.A., Tendler M. // Proc. 22nd EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., Bournemouth, 1995. ECA. V. 19C. Part II. P. 89.
- Zou X.L., Seak T.F., Paume M., Chareau J.M., Bottereau C., Lecler G. // Proc. 26th EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., Maastricht, 1999. ECA. V. 23J. P. 1041. <http://epsppd.epfl.ch/Maas/web/pdf/p3022.pdf>
- Буланин В.В., Лебедев С.В., Левин Л.С., Ройтерштейн В.С. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 867.
- Hirsch M., Holzhauser E., Baldzuhn J., Kurzan B., Scott B. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2001. V. 43. P. 1641. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/43/12/302>
- Conway G.D., Schirmer J., Kluge S., Suttrop W., Holzhauser E. and the ASDEX Upgrade Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. P. 951. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/46/6/003>
- Conway G.D., Scott B., Schirmer J., Reich M., Kendl A. and the ASDEX Upgrade Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 1165. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/47/8/003>
- Hirsch M., Holzhauser E. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. P. 593. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/46/4/002>
- Hennequin P., Sabot R., Honore C., Hoang G.T., Garbet X., Truc A., Fenzi C., Quémeœur A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. B121. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/46/12B/011>
- Happel T., Görler T., Hennequin P., Lechte C., Bernert M., Conway G.D., Freethy S.J., Honoré C., Pinzón J.R., Stroth U. and The ASDEX Upgrade Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. 054009. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa645b>
- Hillesheim J.C., Peebles W.A., Carter T.A., Schmitz L., Rhodes T.L. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. 022301. <https://doi.org/10.1063/1.3678210>
- Vermare L., Hennequin P., Gürçan Ö.D., Garbet X., Honoré C., Claret F., Giacalone J.C., Morel P., Storelli A. and Tore Supra Team // Phys. Plasmas. 2019. V. 25. 020704. <https://doi.org/10.1063/1.5022122>
- Leerink S., Bulanin V.V., Gusakov E.Z., Heikkinen J.A., Janhunnen S.J., Kiviniemi T.P., Korpilo T., Nora M.,

- Ogando F.* // *Contrib. Plasma Phys.* 2010. V. 50. P. 242.  
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201010040>
33. *Leerink S., Bulanin V.V., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Heikkinen J.A., Janhunen S.J., Lashkul S.I., Altukhov A.B., Esipov L.A., Kantor M.Yu., Kiviniemi T.P., Korpilo T., Kuprienko D.V., Petrov A.V.* // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. 165001.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.165001>
34. *Hacquain S., Citrin J., Arnichand H., Sabot R., Bourdelle C., Garbet X., Krämer-Flecken A. and Tore Supra Team* // *Phys. Plasmas*. 2016. V. 23. 092303.  
<https://doi.org/10.1063/1.4962762>
35. *Citrin J., Arnichand H., Bernardo J., Bourdelle C., Garbet X., Jenko F., Haquain S., Pueschel M.J., Sabot R.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2017. V. 59. 064010.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa6d1d>
36. *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. 082305.  
<https://doi.org/10.1063/1.5034781>
37. *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. 112503.  
<https://doi.org/10.1063/1.5051815>
38. *Krutkin O.L., Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Irzak M.A., Esipov L.A., Sidorov A.V., Chôné L., Kiviniemi T.P., Leerink S., Niskala P., Lechte C., Heuroux S.* // *Nucl. Fusion*. 2019. Accepted for publication.  
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1cfb>
39. *Altukhov A.B., Bulanin V.V., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Esipov L.A., Selenin V.L., Stepanov A.Yu.* // *Proc. 30th EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys.*, St. Petersburg, 2003. ECA. V. 27A. P-2.57.  
[http://epsppd.epfl.ch/StPetersburg/PDF/P2\\_057.PDF](http://epsppd.epfl.ch/StPetersburg/PDF/P2_057.PDF)
40. *Arkhipenko V.I., Bruesehaber B., Budnikov V.N., Esipov L.A., Gusakov E.Z., Its E.R., Kaganskaya N.M., Kraemer M., Novik K.M., Piliya A.D., Selenin V.L., Shorikov V.Yu., Simonchik L.V., Stepanov A.Yu.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 1995. V. 37. P. A347.  
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/37/11A/025>
41. *Bulyiginskiy D.G., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Korokin V.V., Larionov M.M., Novik K.M., Petrov Yu.V., Popov A.Yu., Saveliev A.N., Selenin V.L., Stepanov A.Yu.* // *Phys. Plasmas*. 2001. V. 8. P. 2224.  
<https://doi.org/10.1063/1.1358839>
42. *Гурченко А.Д., Гусаков Е.З., Ларионов М.М., Новик К.М., Савельев А.Н., Селенин В.Л., Степанов А.Ю.* // *Физика плазмы*. 2004. Т. 30. С. 867.
43. *Гурченко А.Д., Гусаков Е.З., Ларионов М.М., Новик К.М., Селенин В.Л., Степанов А.Ю.* // *Физика плазмы*. 2005. Т. 31. С. 521.