

УДК 533.9

КОНЦЕПЦИЯ ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ ПО ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ УСТАНОВКИ ТРТ

© 2024 г. Н. А. Соловьёв^{а,*}, Д. Е. Диас Михайлова^{а,б}

^а Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

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

*e-mail:solovev_NA@nrcki.ru

Поступила в редакцию 08.09.2023 г.

После доработки 20.10.2023 г.

Принята к публикации 20.11.2023 г.

Представлена концепция диагностики ЭЦИ для установки ТРТ и оценены достижимые параметры измерений в базовом сценарии. Целевая для диагностики область спектра соответствует первой гармонике частоты ЭЦР в обыкновенной поляризации (О1) и второй гармонике в необыкновенной поляризации (Х2). Предполагается осуществлять измерения со стороны слабого поля вдоль двух линий обзора: радиальной и тороидально наклоненной. Доступная область спектра в терминах нормированной радиальной координаты приблизительно оценивается в $-0.9-0.9$ для О1 и $-0.1-0.9$ для Х2. Для формирования входного волнового пучка предлагается применять квазиоптическую фокусирующую систему, обеспечивающую поперечный размер разрешаемой области примерно 3–5 см на О1 и 1.2–3 см на Х2. Для измерений предлагается применять фурье-спектрометры с временным разрешением около 10 мс и многоканальные гетеродинные приемники с временным разрешением около 1 мкс. Минимальный радиальный размер разрешаемой области оценивается в 3–5 см для О1 и 2–4 см для Х2, в зависимости от координаты.

Ключевые слова: токамак, ТРТ, диагностика плазмы, электронно-циклотронное излучение, ЭЦИ

DOI: 10.31857/S0367292124040036, **EDN:** QDYCGF

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ведется разработка установки ТРТ, представляющей собой прототип термоядерного реактора и термоядерного источника нейтронов для гибридного реактора [1]. Ожидается, что установка ТРТ будет оснащена обширным диагностическим комплексом для измерения параметров плазмы. В частности, потребуются измерения профиля электронной температуры T_e в центре ($T_{e,core}$) и на краю ($T_{e,edge}$) плазмы для обеспечения возможности разработки технологий продвинутого управления плазменным разрядом ТРТ и для изучения физики высокотемпературной плазмы соответственно [2]. Предъявляемые требования к динамическому диапазону, а также к пространственному и временному разрешению для данных параметров, приведены в табл. 1.

Диагностика электронно-циклотронного излучения (ЭЦИ) [3] является одной из традиционно применяемых на токамаках и стеллараторах диагностик T_e наряду с диагностиками томсоновского рассеяния [4] и мягкого рентгеновского излучения

[5]. Для повышения надежности измерений одновременно применяется несколько видов диагностик для измерения одного и того же параметра. Типично реализуемые системы диагностики ЭЦИ позволяют производить измерения пространственно-временного распределения T_e с пространственным разрешением ~ 1 см и временным разрешением порядка ~ 1 мкс.

Физический принцип диагностики ЭЦИ основан на том, что при типичных для токамаков и стеллараторов значениях плотности n_e и температуры T_e ЭЦИ в области низших гармоник частоты электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) приобретает характер излучения черного тела в результате испускания и по-

¹ В силу малости энергии кванта, $hf \ll k_B T_e$, с хорошей точностью выполняется закон Рэлея–Джинса.

² В данной работе мы предполагаем максвелловскую функцию распределения в каждой точке плазмы. При немаксвелловском распределении данные измерений диагностики ЭЦИ, вообще говоря, позволяют получить некоторую меру энергии электронов и требуют более углубленного анализа.

глощения электронами. Удельная интенсивность $I_\sigma(f)$ ЭЦИ в характеристической моде σ ($\sigma = O, X$) на частоте f оказывается пропорциональной¹ температуре²:

$$I_\sigma(f) \simeq \frac{f^2}{c^2} k_B T_e, \quad (1)$$

причем в отсутствие существенного перепоглощения ЭЦИ на соседних гармониках по пути к приемнику значение T_e в формуле (1) локализовано вблизи области ЭЦР для частоты f , что делает возможным восстановление профиля T_e по спектру ЭЦИ и известной координатной зависимости индукции магнитного поля $\mathbf{B}(\mathbf{r})$.

Целью настоящей работы является представление концепции системы диагностики ЭЦИ для установки ТРТ. В разд. 2 приведено качественное описание концепции с кратким обзором актуальных технических решений, в разд. 3 приведена количественная оценка основных параметров системы. В приложении А описана применяемая для оценочных расчетов упрощенная физическая модель диагностики.

2. ОПИСАНИЕ КОНЦЕПЦИИ СИСТЕМЫ

Предлагаемую диагностическую систему можно условно разделить на три функциональных сегмента: фронтальную систему, волноводный тракт и спектрометрический комплекс. Фронтальная система обеспечивает выделение из излучения плазмы сфокусированного волнового пучка. Спектрометрический комплекс измеряет зависимость мощности СВЧ-излучения от частоты и времени. Волноводный тракт обеспечивают передачу энергии СВЧ-излучения из фронтальной системы, расположенной в непосредственной близости к плазме, на входы приборов спектрометрического комплекса, предположительно расположенного в удаленном от установки диагностическом помещении.

2.1. Фронтальная система

Предлагаемая концепция фронтальной системы базируется на концепции фронтальной системы диагностики ЭЦИ для проекта ITER [6, 7]. Концептуальная 3D-модель фронтальной системы проиллюстрирована на рис. 1 в контексте 3D-модели ТРТ³.

Предлагается применять две линии обзора. Первая (основная) линия обзора направлена вдоль большого радиуса R . Вторая (вспомогательная) наклонена в тороидальном направлении под небольшим углом. Обе линии обзора расположены в экваториальной плоскости. Из соображений экономии места пред-

лагается использовать одну и ту же линию обзора для измерений в O- и X-поляризациях.

Ожидается, что одновременное применение двух линий обзора позволит повысить надежность измерений T_e за счет аппаратного дублирования, а также предоставит возможность расширенно анализировать данные измерений в режимах с немаксвелловским распределением электронов, используя факт зависимости диапазона энергий электронов, к излучению которых чувствительна диагностика, от угла приёма [8]. На базе результатов [8] можно ожидать, что угол наклона вспомогательной хорды должен составлять приблизительно 10–20°, однако выбор определенного угла наклона для ТРТ потребует дальнейших исследований.

Фронтальная система состоит из внутривакуумного модуля, размещаемого в экваториальном патрубке установки, и делителя поляризаций, размещаемого снаружи вакуумной камеры в непосредственной близости от экваториального патрубка. Компоненты внутривакуумного модуля и делителя поляризаций в совокупности образуют единую квазиоптическую фокусирующую систему, которую можно рассматривать как согласующую поступающие из плазмы волновые пучки требуемого вида с волноводными трактами. Мы ограничимся рассмотрением квазиоптической системы, соответствующей основной — радиальной — линии обзора. Квазиоптическая система для наклонной линии обзора предполагается в значительной степени аналогичной, за исключением угла поворота первого фокусирующего зеркала. На рис. 2 приведена схема текущего варианта квазиоптической системы.

На пути из плазмы волновой пучок проходит через апертуру в обращенном к плазме сегменте диагностической первой стенки, после чего попадает в перископическую систему из вогнутого (фокусирующего) и плоского зеркал. Отражающая поверхность фокусирующего зеркала может, например, иметь форму участка эллипсоида вращения [9]. Наличие фокусировки обеспечивает локализацию разрешаемой области в полоидальном направлении, что может быть актуально для исследования мелкомасштабных флуктуаций T_e . Перископическая конфигурация способствует устранению прямого канала выхода нейтронов наружу через входную апертуру системы. За вогнутым зеркалом — напротив входной апертуры — целесообразно разместить соответствующий нейтронный экран, например из B_4C [7].

Далее пучок распространяется по внутривакуумному квазиоптическому тракту и проходит через вакуумное окно, расположенное на экваториальном фланце. В качестве вакуумного окна предлагается применять двойное клиновидное окно из кристаллического кварца, аналогичное разрабатываемому для ITER [10]. Характерную величину

³ Представленная в работе геометрия фронтальной системы определялась на основании геометрии ТРТ, актуальной на январь 2022 года, так как авторы не имели доступа к более новой версии 3D-модели ТРТ на момент написания данной работы.

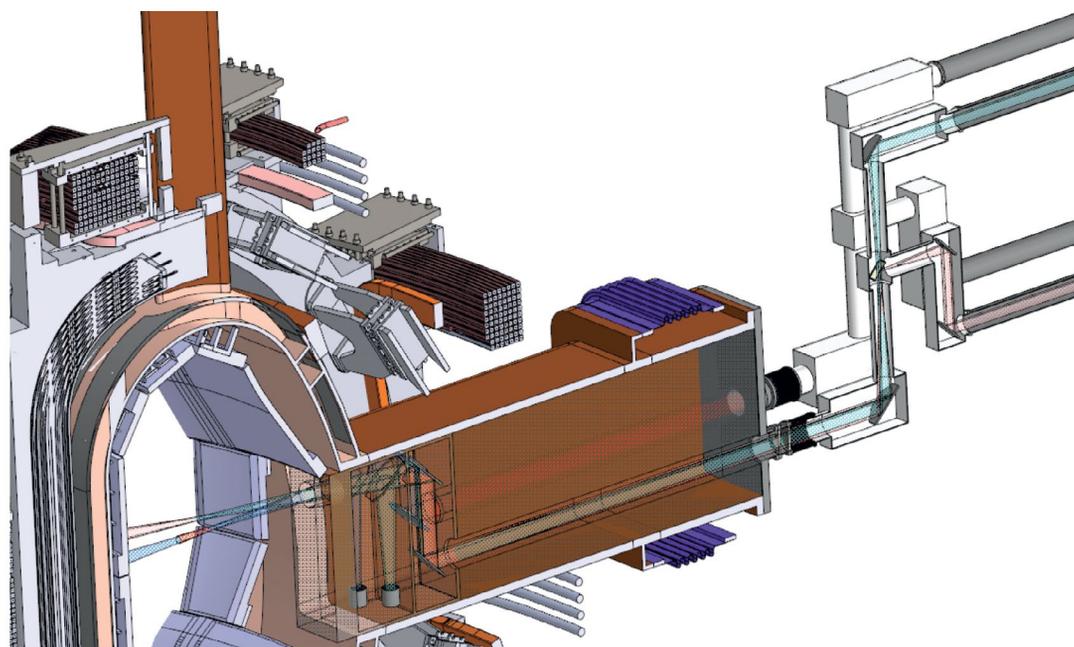


Рис. 1. Концептуальная 3D-модель фронтальной системы в контексте 3D-модели ТРТ.

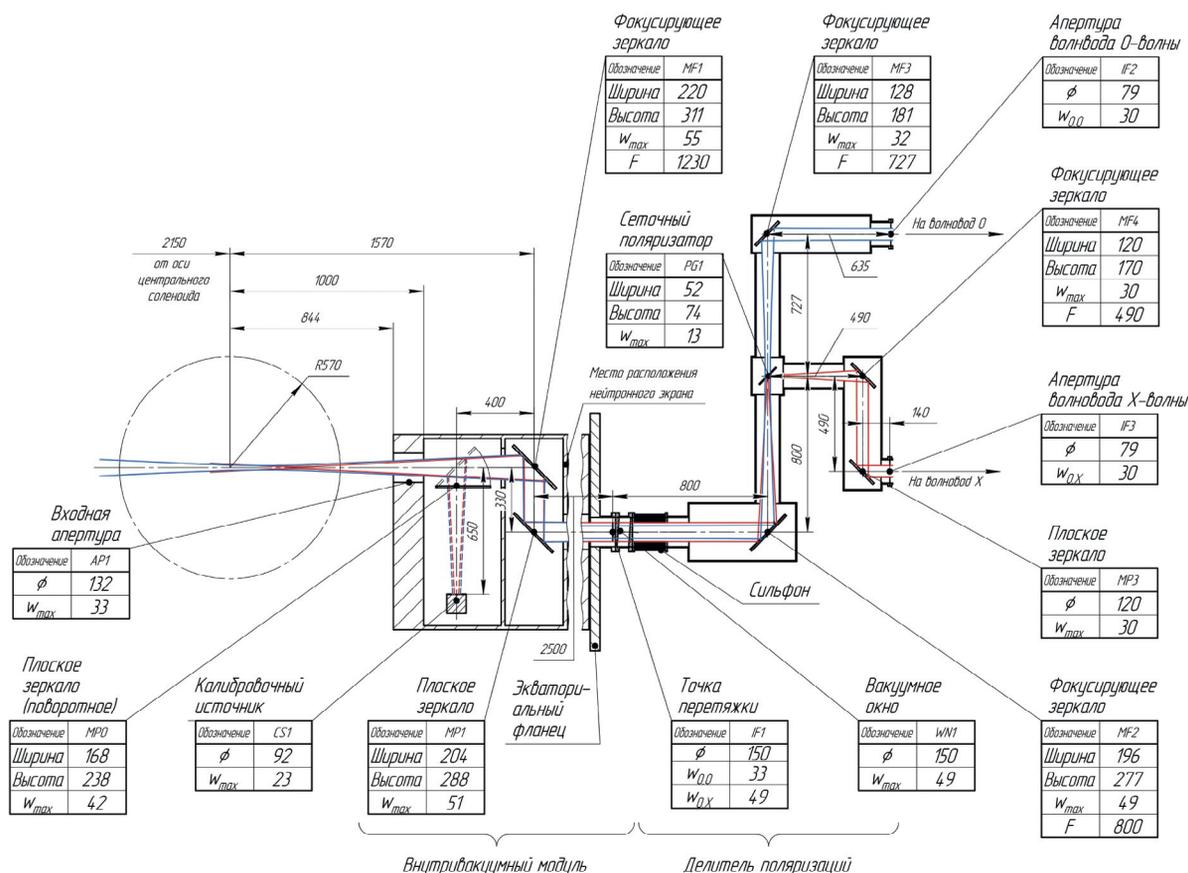


Рис. 2. Концептуальная схема фронтальной системы с указанием примерных размеров и взаимного расположения основных компонентов квазиоптической системы. Обозначения: w_{max} — максимальный радиус волнового пучка в точке нахождения соответствующего компонента; $w_{0,0}$, $w_{0,X}$ — радиусы перетяжек волновых пучков, соответствующих O- и X-поляризациям; F — фокусное расстояние. Размеры указаны в миллиметрах. Цветом выделены каустики волновых пучков O1 (синий) и X2 (красный) на нижних границах частотных диапазонов.

коэффициента ослабления в таком окне можно ожидать на уровне 3 дБ [11] в релевантном частотном диапазоне. Применение двойного окна с напускаемым в межконный промежуток инертным газом с контролируемым давлением (величиной ~ 0.5 бар) представляется актуальным для установки реакторного типа, так как снижает риск утечки трития, обеспечивая две границы с дифференциальным давлением.

Затем пучок поступает в делитель поляризаций, который по аналогии с делителем для ITER предлагается выполнить в виде совокупности двух квазиоптических телескопов [9], тем самым упрощая согласование между отдельными модулями. Между первым и последующими фокусирующими зеркалами делителя размещается сеточный поляризатор [12]. Для компенсации возможного сдвига делителя относительно внутрикамерного модуля (например, из-за термической деформации вакуумной камеры) предполагается соединять делитель с экваториальным фланцем через сильфон и юстировать систему при деформациях камеры, повторяющих ожидаемые при измерениях с плазмой.

Для юстировки данного участка квазиоптической системы может быть применен луч лазера видимого диапазона, источник которого размещается на оси квазиоптической системы, например на участке между сеточным поляризатором PG1 и фокусирующим зеркалом MF2. Возможность ввода такого источника должна быть предусмотрена конструкцией системы, например посредством люков для доступа к квазиоптическому тракту и соответствующих креплений. В качестве мишени для лазерного луча предполагается использовать первую стенку токамака, наблюдаемую при помощи видеокamеры, что должно позволить контролировать смещение и поворот линии обзора *in situ* при подстройке положений компонентов, главным образом зеркала MF2. Можно ожидать, что потребуются компенсировать смещения величиной ~ 1 см и располагать компоненты с точностью ~ 0.5 мм (~ 0.01°), используя в совокупности грубую подстройку взаимного расположения отдельных модулей с помощью настраиваемых опор и прецизионную подстройку положений и углов поворота зеркал посредством настраиваемых оптических держателей.

Для абсолютной калибровки системы во внутривакуумном модуле предполагается разместить

вакуумно-совместимый эталонный источник шума на базе черного тела (например, пластины из SiC), нагреваемого до температуры ~ 1000 К, аналогичный разрабатываемому для ITER [7]. В процессе калибровки излучение эталонного источника предполагается модулировать посредством поворотного зеркала.

2.2. Спектрометрический комплекс

Для каждой из двух линий обзора и каждой из двух характеристических мод (O, X) предлагается применять сканирующий фурье-спектрометр [13–15] и набор многоканальных гетеродинных приемников [16–18]. Вариант схемы спектрометрического комплекса представлен на рис. 3.

Фурье-спектрометр предполагается реализовать на основе интерферометра, аналогичного описанному в работе [13]. В данном приборе линейный детектор мощности, как правило, представляющий собой охлаждаемый жидким гелием InSb-болومتر [19], регистрирует интерферограмму, создаваемую полным принимаемым спектром частот при периодическом изменении со временем разности фаз между интерферирующими волновыми пучками посредством сканирующего зеркала. Сканирование предлагается осуществлять вращением нескольких участков винтовой отражающей поверхности. Частотный спектр интенсивности восстанавливается по интерферограмме посредством преобразования Фурье из пространства координат зеркала в пространство частот.

Предлагается использовать фурье-спектрометр как основной прибор для измерения спектра ЭЦИ на ТРТ, так как приборы данного типа обладают широкой полосой приема (ширина полосы ~ 1 ТГц), что позволяет исследовать полный спектр ЭЦИ (или значительную его часть), и допускают возможность относительно быстрой абсолютной калибровки. Недостатками данного прибора является низкое временное разрешение, определяемое периодом сканирования $\Delta t \sim 10$ мс и ограниченная частотная селективность ($\Delta f \sim c/(4\Delta x)$, где Δx — амплитуда сканирующего зеркала) [20]. Однако ограниченное временное разрешение не представляется существенными с точки зрения удовлетворения требованиям, предъявляемым к измеряемым параметрам ТРТ (табл. 1), а ограниченная частотная селективность представляется малосущественной

Таблица 1. Выдержка из требований к измеряемым параметрам плазмы на ТРТ [2]

№	Параметр	Диапазон измерений, кэВ	Пространственное разрешение,		Временное разрешение,	
			см	мс		
1	$T_{e,core}$	0,5–30	2	10		
2	$T_{e,edge}$	0,5–10	1	10		

в режимах с высокой температурой в силу достаточно большого предельно достижимого размера разрешаемой области (данный вопрос рассмотрен в разд.3.1), особенно при использовании многоканальных гетеродинных приемников в дополнение к фурье-спектрометрам.

Гетеродинные приемники предлагается применять для измерений с более высоким временным разрешением ($\Delta t \sim 1$ мкс). В гетеродинном приемнике частотный спектр принимаемого СВЧ-излучения смещается на заданную величину (частоту гетеродина) посредством понижающего модуля на основе широкополосного СВЧ-смесителя с подавлением зеркальной полосы, где за счет биений сигнала из плазмы с квазимонохроматическим сигналом гетеродина генерируется спектр промежуточных частот (ПЧ), линейный по амплитуде со входным спектром. Частот-

но-селективные каналы приемника выделяют ряд узких частотных полос посредством радиоэлектронных фильтров, после чего в каждой полосе детектируется соответствующая величина мощности, для чего, как правило, применяются диодные детекторы мощности. На рис. 3 представлен вариант схемы гетеродинного приемника с двойным понижением частоты [21] и контуром защиты от перегрузок.

Гетеродинные приемники обладают высокой и хорошо контролируемой частотной селективностью, что позволяет применять их, в частности, для анализа малых турбулентных флуктуаций T_e методом спектральной декорреляции теплового шума в смежных частотных полосах [22]. Высокое временное разрешение позволяет анализировать быстрые процессы (МГД-неустойчивости, начальную стадию срыва тока). Также может обеспечиваться возможность

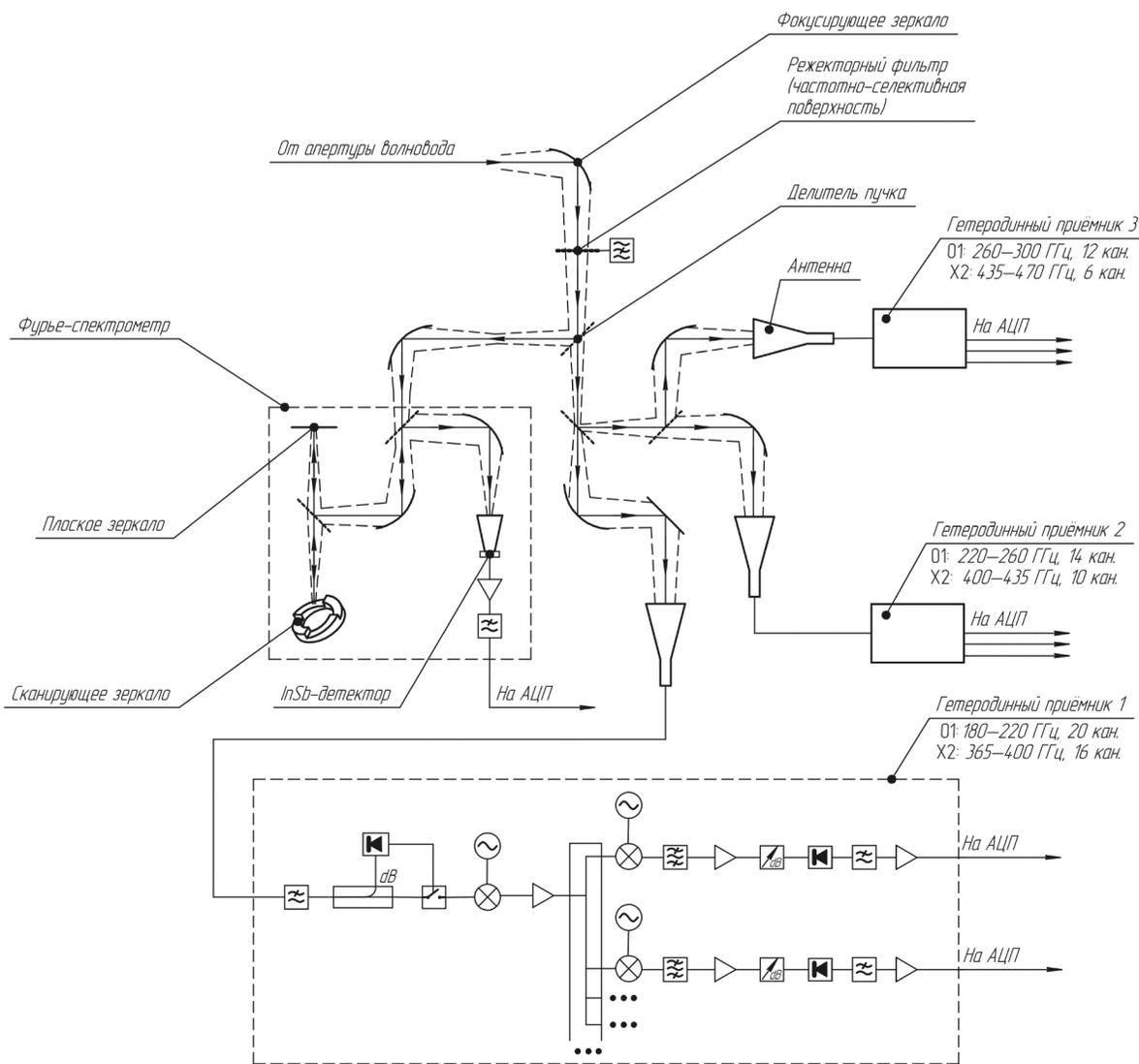


Рис. 3. Концептуальная схема спектрометрического комплекса (не в масштабе). Изображен один из четырех сегментов.

измерения профиля T_e в реальном времени. Недостатками гетеродинных приемников являются сложность абсолютной калибровки в силу теплового дрейфа коэффициентов передачи каналов (компенсируется регулярной нормировкой на показания абсолютно калиброванного фурье-спектрометра; также возможно использование встроенного эталонного генераторного шума для относительной калибровки каналов) и ограниченная ширина полосы приема (≤ 40 ГГц), определяемая рабочими частотными диапазонами СВЧ-компонентов, входящих в состав приемника (широкополосных смесителей, усилителей, коаксиальных делителей и так далее). Отметим, что верхняя граница частотного спектра, охватываемая современными гетеродинными приемниками, составляет как минимум 330 ГГц [21], однако представляется технически реализуемым приемник до частоты не менее 500 ГГц⁴, так как существуют соответствующие широкополосные смесители [23].

Отметим, что для измерения ЭЦИ с высоким временным разрешением также применяются решетчатые полихроматоры [24–26], в которых частотная селективность обеспечивается дифракционными решетками, а детектирование СВЧ-спектра в различных частотных полосах производится массивами InSb-боллометров. На текущий момент применение полихроматоров для диагностики ЭЦИ на ТРТ не представляется необходимым, так как при большей технической сложности реализации преимущества над гетеродинным приемником сомнительны [27], однако в случае возникновения технологических проблем с изготовлением гетеродинных приемников для высокочастотной области спектра ЭЦИ наличие альтернативного измерительного метода целесообразно иметь в виду.

Для одновременного применения нескольких спектральных приборов потребуется применение делителя мощности, который может быть реализован на основе сеточных поляризаторов и/или частотно-селективных брэгговских рефлекторов [28]. Второй вариант теоретически может обеспечить меньшие потери мощности в гетеродинных приемниках, однако возможность его технической реализации требует исследования. Для согласования выходной апертуры волноводного тракта и антенн спектральных приборов в общем случае представляется целесообразным применение квазиоптических телескопов, как и в делителе поляризацій.

Важным аспектом диагностики ЭЦИ на ТРТ, как и на практически любом токамаке с одновременным использованием диагностики ЭЦИ и системы ЭЦР-

нагрева, является защита измерительного оборудования от СВЧ-излучения гиротронов. Для этой цели применяются режекторные фильтры, настроенные на соответствующие частоты ЭЦР-нагрева (для ТРТ частота ЭЦРН составит 230–260 ГГц [1]). Режекторные фильтры могут быть реализованы, например, на базе частотно-селективных поверхностей [29] или волноводов с периодическими резонаторными полостями [30]. Также могут применяться широкополосные фильтры в случае, когда частота ЭЦРН находится вне целевого частотного диапазона прибора. На текущий момент концепция диагностики ЭЦИ для ТРТ предполагает применение частотно-селективных поверхностей в составе делителей мощности для одновременной защиты всех приборов, приходящихся на один волновод. Ожидается, что в ходе дальнейшей проработки системы, в том числе макетных испытаний, будет определена необходимость применения дополнительных защитных компонентов, вообще говоря, индивидуальных для каждого частотного диапазона.

2.3. Волноводный тракт

Текущая концепция диагностики ЭЦИ предполагает использование четырех волноводов: по одному на каждую из двух линий обзора и двух характеристических мод. Для ТРТ представляется актуальным применение либо квазиоптических лучеводов, либо сверхразмерных волноводов.

Квазиоптический лучевод для диагностики ЭЦИ был реализован, например, на установке Alcator C—Mod [31], где в тракте длиной 10.8 м коэффициент ослабления достигал ≈ 0.85 , т.е. погонный коэффициент ослабления составлял ≈ 0.07 дБ/м. Представляется, что квазиоптический лучевод, реализованный в виде последовательности фокусирующих зеркал, расположенных в достаточно широкой (как минимум в 2 раза шире пучка) трубе мог бы обеспечить наименьшие возможные потери мощности. Однако в силу громоздкости и необходимости индивидуальной юстировки зеркал, количество которых увеличивается с увеличением длины линии, применение квазиоптического лучевода представляется целесообразным только в случае невозможности реализации волноводного тракта на базе сверхразмерного волновода (например, при таком расположении диагностического помещения относительно токамака, что величина потерь в сверхразмерном волноводе оказалась бы неприемлемо большой).

Вариант применения сверхразмерного волновода рассматривается для ITER [7]. Экспериментальное исследование трех типов волноводов круглого сечения (с гладкими металлическими стенками, с гофрированными металлическими стенками и с диэлектрическим покрытием стенок), проведенное в работе [32],

⁴ Из обсуждения между авторами и представителями отечественных изготовителей СВЧ-оборудования следует, что данная граница еще выше и составляет около 1 ТГц.

показало, что в среднем по релевантному частотному диапазону наименьшая величина коэффициента ослабления ($\approx 0.3\text{--}0.4$ дБ/м для откачанной 8-метровой линии с двумя поворотами) достигается для волновода с гладкими стенками, хотя ослабление в гофрированном волноводе было сравнимым при частотах ниже примерно 600 ГГц. На базе данных результатов оптимальным вариантом волноводного тракта для диагностики ЭЦИ ТРТ представляется круглый сверхразмерный волновод с гладкими стенками, подобный прототипу для ITER, и в текущей концепции предполагается применение именно такого типа волновода. Волновод с гладкими стенками также имеет преимущество в виде относительно более доступной технологии изготовления. Однако данный тип волновода также имеет недостаток в виде частотно-зависимой деполаризации излучения, что может иметь место при небольшом эллиптическом искажении поперечного сечения [33] и приводить к увеличению коэффициента затухания для волны в целевой поляризации.

Отметим, что в волноводном тракте, делителях (поляризаций и мощности) и волноводных объемах спектральных приборов необходимо минимизировать содержание паров воды во избежание поглощения ими СВЧ-излучения [32], для чего может осуществляться, например вакуумная откачка или осушение азотом.

3. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ

В данном разделе приведена оценка основных параметров диагностики ЭЦИ в базовом сценарии ТРТ со следующими номинальными параметрами: среднечордовая плотность $\bar{n}_e = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, электронная температура в центре $T_{e,0} = 18$ кэВ, тороидальное магнитное поле в центре $B_{t,0} = 8$ Тл, ток плазмы $I_p = 5$ МА. Интерполированные в экваториальной плоскости радиальные профили релевантных плазменных параметров из работы [34], приведены на рис. 4. Параметры установки: большой радиус

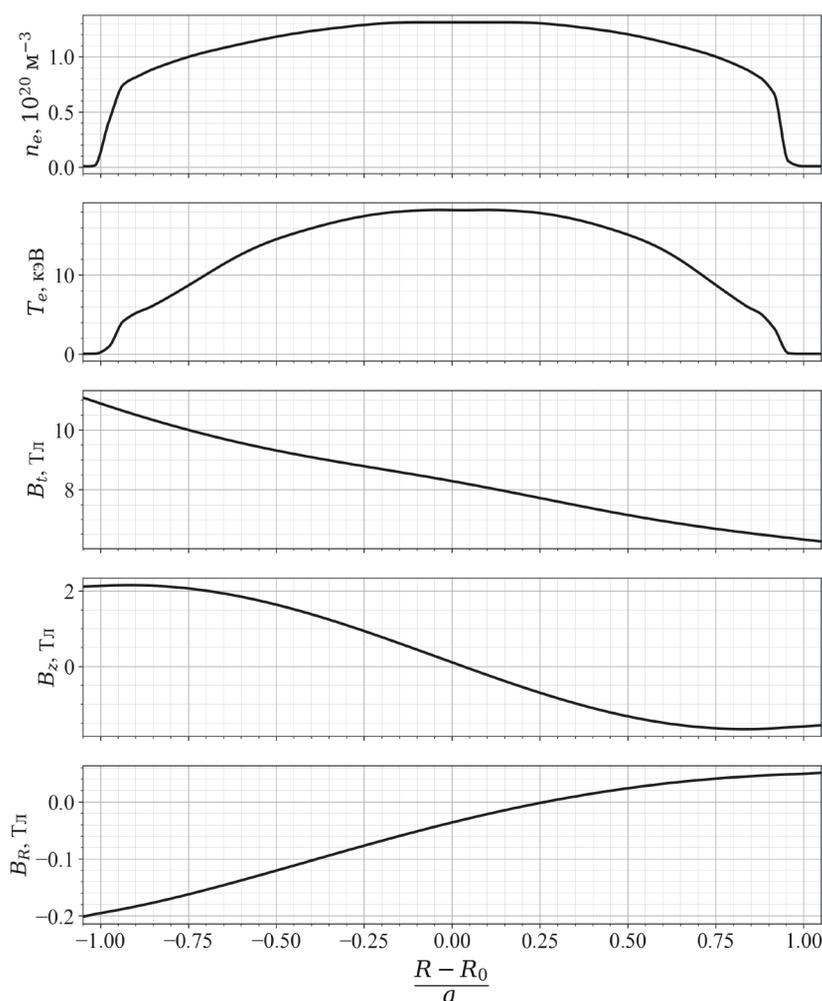


Рис. 4. Радиальные профили плазменных параметров в экваториальной плоскости при базовом сценарии ТРТ: n_e — электронная плотность; T_e — электронная температура; B_t , B_z , B_R — тороидальная, вертикальная и радиальная компоненты вектора индукции магнитного поля \mathbf{B} соответственно. Профили интерполированы по данным из работы [34].

$R_0 = 1.15$ м; малый радиус $a = 0.57$ м. Рассматривается только стадия плато тока.

3.1. Продольное пространственное разрешение, частотные диапазоны

Размер разрешаемой области в направлении линии обзора определяется уширением спектральных линий, связанным с зависимостью частоты ЭЦР от энергии электрона и конечной шириной частотной полосы канала спектрального прибора. Для количественной характеристики размера разрешаемой области в направлении большого радиуса R мы используем вспомогательный функционал

$$F_{\sigma}(f, R_1, R_2, A_I, x) = \frac{\int_{R_1}^{R_2} \int_0^{\infty} A_I(f - f') W_{\sigma}(R, f') T_e(R) x(R) df' dR}{\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \int_0^{\infty} A_I(f - f') W_{\sigma}(R, f') T_e(R) df' dR}, \quad (2)$$

где $A_I(f)$ — аппаратная функция спектрального прибора, R_{\min}, R_{\max} — внутренняя и внешняя границы рассматриваемой области (формула (25)), $W_{\sigma}(R, f)$ — весовая функция, вычисляемая, вообще говоря, как результат многих отражений от плоских стенок с коэффициентами отражения r и кросс-поляризации при отражении p (формула (26)). Для достаточно оптически плотной ($\tau_{\sigma} \gg 1$) плазмы $W_{\sigma}(R, f) \simeq \alpha_{\sigma}(f, R) e^{-\tau_{\sigma}(f, R)}$, где α_{σ} — коэффициент поглощения, τ_{σ} — оптическая толщина [35]. Функционал (2) представляет собой взвешенное среднее величины x с относительным уровнем сигнала спектрального прибора, соответствующего области $R_1 \leq R \leq R_2$. В частности, при $x = 1$ это просто относительный уровень температурного сигнала из данной области. Функционал (2) является некоторой модификацией функционала, использованного в работе [36], позволяющей учитывать как влияние плазмы, так и влияние спектрального прибора на радиальное разрешение диагностики.

Абсолютный уровень температурного сигнала⁵ $T_{I,\sigma}(f)$ в рассматриваемой характеристической моде σ принимается равным

$$T_{I,\sigma}(f) = \int_0^{\infty} A_I(f - f') T_{\text{rad},\sigma}(f') df' = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \int_0^{\infty} A_I(f - f') W_{\sigma}(R, f') T_e(R) df' dR. \quad (3)$$

⁵ Подразумевается, что выходной сигнал спектрального прибора приведен к температурным единицам путем соответствующей нормировки.

Радиальный размер разрешаемой области ΔR_{σ} мы определяем следующим образом:

$$\Delta R_{\sigma} = R_{\sigma}^{+} - R_{\sigma}^{-}, \quad (4)$$

где границы области со стороны сильного (R_{σ}^{-}) и слабого (R_{σ}^{+}) поля такие, что

$$F_{\sigma}(f, R_{\min}, R_{\sigma}^{-}, A_I, 1) = F_{\sigma}(f, R_{\sigma}^{+}, R_{\max}, A_I, 1) = \frac{1 - \eta}{2}, \quad (5)$$

а η — относительная доля сигнала, поступающая из области $R_{\sigma}^{-} \leq R \leq R_{\sigma}^{+}$. В данной работе мы характеризуем радиальный размер разрешаемой области долей сигнала $\eta = 1 - e^{-2} \simeq 86.5\%$ по аналогии с поперечным размером (раздел 3.3).

Координату (“середины”) R_{σ}^{*} разрешаемой области мы также определяем при помощи функционала (2)

$$F_{\sigma}(f, R_{\min}, R_{\sigma}^{*}, A_I, 1) = F_{\sigma}(f, R_{\sigma}^{*}, R_{\max}, A_I, 1) = \frac{1}{2}. \quad (6)$$

Также мы применяем обозначение $\langle R \rangle_{\sigma,n}$,

$$\langle R \rangle_{\sigma,n} = F_{\sigma,n}(f, R_{\min}, R_{\max}, A_I, R), \quad (7)$$

где функционал $F_{\sigma,n}$ аналогичен функционалу (2), но в качестве коэффициента поглощения при вычислении W_{σ} используется только вклад соответствующей гармоники $\alpha_{\sigma,n}$ (формула (31)). Величина $\langle R \rangle_{\sigma,n}$ характеризует координату области ЭЦР для соответствующей гармоники и характеристической моды, где диагностика ЭЦИ осуществляла бы измерение, если бы наложения гармоник не было. В отсутствие наложения гармоник $R_{\sigma}^{*} \simeq \langle R \rangle_{\sigma,n}$.

На рис. 5 приведены расчетные спектры радиационной температуры в О- и Х-поляризациях для трех комбинаций коэффициентов r и p , построенные в соответствии с моделью, описанной в приложении А (формула (24)). В рамках данной модели полный спектр соответствует области частот 140—1600 ГГц (предельные значения границ по уровню 10% максимума). Помимо ожидаемого наложения гармоник, ограничивающего диапазон измерений со стороны сильного поля (высокой частоты) на гармониках выше первой, можно видеть вблизи низкочастотной границы спектра пики, связанные с эффектом просвечивания (*shine-through*) [37] ввиду большой величины температуры на краю плазмы. Ожидаемо можно видеть, что отражения малосущественны для целевых диапазонов, соответствующих 1-й гармонике частоты ЭЦР в обыкновенной моде (О1) и 2-й гармонике в необыкновенной моде (Х2), за исключением областей просвечивания.

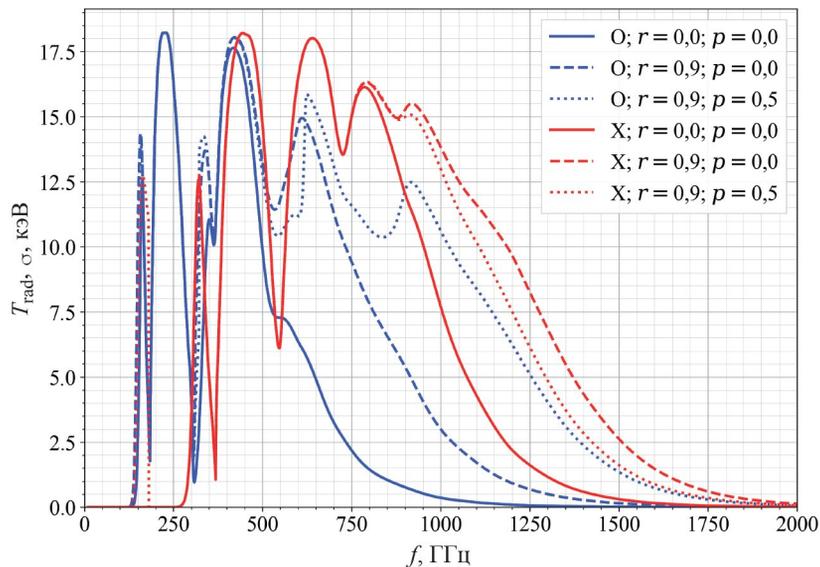


Рис. 5. Спектры радиационной температуры $T_{\text{rad},\sigma}$ в О- и Х-поляризациях при различных значениях коэффициентов отражения r и крос-поляризации при отражении p , рассчитанные с помощью модели из приложения А.

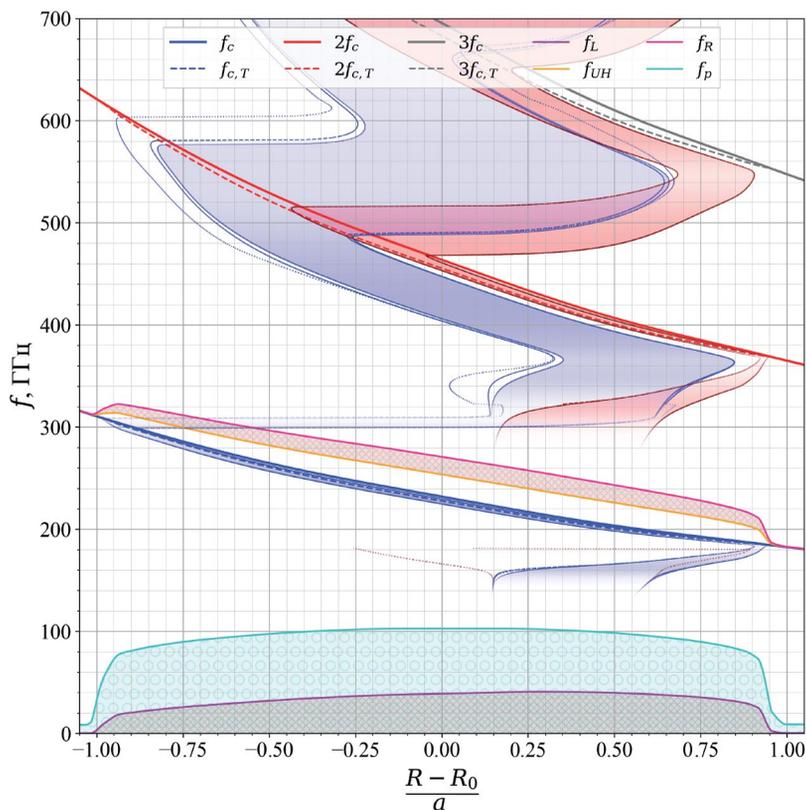


Рис. 6. Границы разрешаемой радиальной области для различных частот. Тонкими линиями показаны величины R_{σ}^{-} и R_{σ}^{+} ; $R_{\sigma}^{-} \leq R_{\sigma}^{+}$. Стили тонких линий соответствуют комбинациям r, p из рис. 5. Область между R_{σ}^{-} и R_{σ}^{+} для случая $r = 0, p = 0$ закрашена градиентной заливкой. Степень прозрачности иллюстрирует относительную величину $T_{\text{rad},\sigma}(f)$ в спектре. Оттенки красного отвечают Х-моду, оттенки синего — О-моду. Толстыми линиями проведены характеристические частоты: $f_c = eB/(2\pi m_e)$; $f_{c,T} = f_c \sqrt{1 - k_B T_e / (m_e c^2)}$; $f_p = (1/2\pi) \sqrt{n_e e^2 / (\epsilon_0 m_e)}$; $f_R = f_c/2 + \sqrt{(f_c/2)^2 + f_p^2}$; $f_L = -f_c/2 + \sqrt{(f_c/2)^2 + f_p^2}$; $f_{UH} = \sqrt{f_c^2 + f_p^2}$. Также заштрихованы области непрозрачности для О- и Х-волн в холодной плазме.

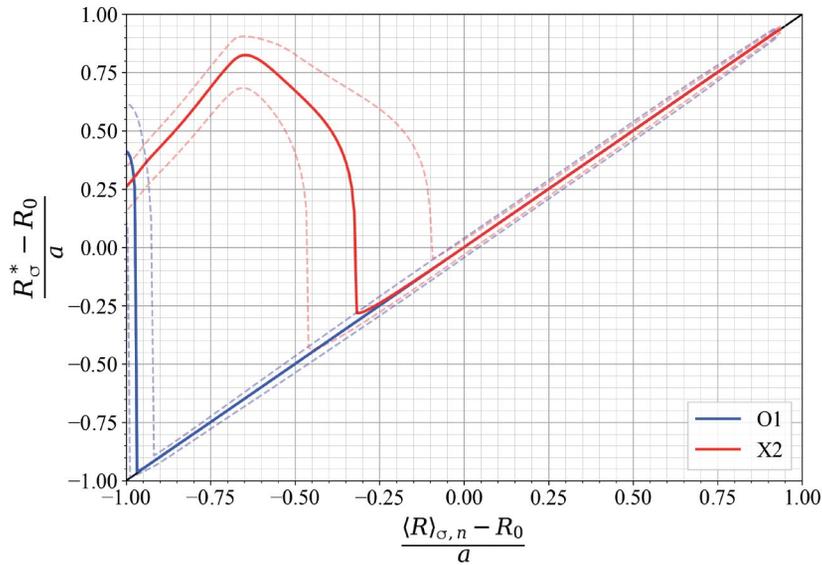


Рис. 7. Координата разрешаемой области $(R_{\sigma}^* - R_0)/a$ как функция координаты ЭЦР в отсутствие наложения гармоник $(\langle R \rangle_{\sigma,n} - R_0)/a$ для случая $r = p = 0$. Штриховыми линиями обозначены границы разрешаемой области R_{σ}^- и R_{σ}^+ ; $R_{\sigma}^- \leq R_{\sigma}^+$.

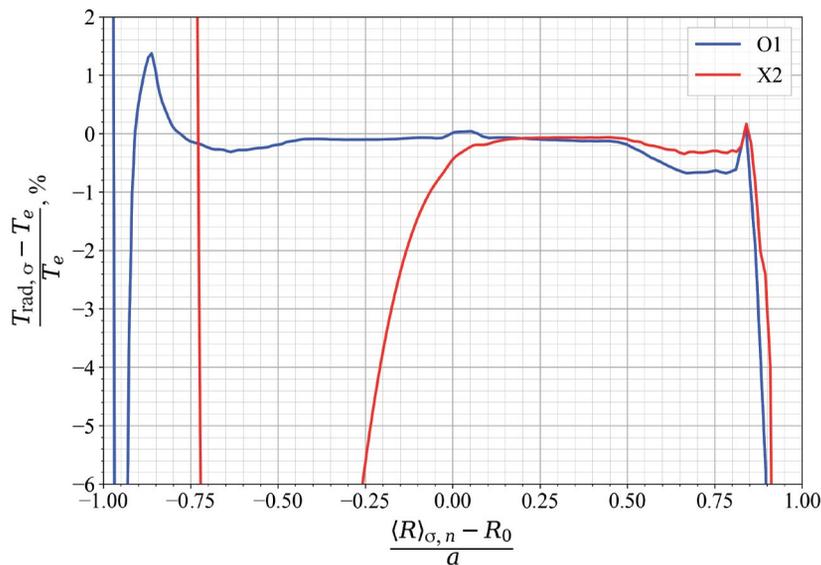


Рис. 8. Относительное отклонение радиационной температуры $T_{\text{rad},\sigma}$ от электронной температуры T_e в соответствующей точке $\langle R \rangle_{\sigma,n}$.

Степень пространственной локализации измерений для различных частот f в предельном случае идеального спектрального прибора ($A_f(f) = \delta(f)$, где $\delta(f)$ — δ -функция Дирака) проиллюстрирована на рис. 6. Вблизи частотных областей O1 и X2 наблюдается наиболее высокая локализация, однако в случае X2 для измерений недоступна примерно половина профиля на стороне сильного поля. Для бóльшей наглядности приведены величины координаты разрешаемой области (рис. 7) и относительного отклонения радиационной и электронной температур (рис. 8)

для случая $r = p = 0$. На соответствующих графиках по оси абсцисс отложена координата области ЭЦР для отдельно рассматриваемой гармоники $\langle R \rangle_{\sigma,n}$. Из полученных результатов можно определить диапазон координат в плазме, при котором возможны пространственно-локализованные измерения с несущественным наложением гармоник: для O1 этот диапазон составляет примерно $-0.9 \leq (R - R_0) / a \leq +0.9$, а для X2 — примерно $-0.1 \leq (R - R_0) / a \leq +0.9$. Наиболее актуальные для измерения T_e частотные диапазоны составляют около 180—300 ГГц для O1 и около

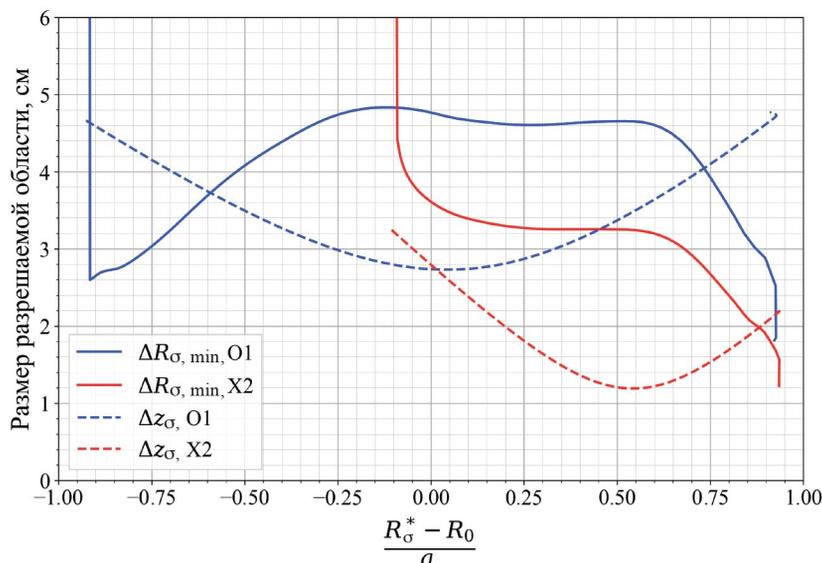


Рис. 9. Размеры разрешаемых областей для О- и Х-мод как функции координаты ЭЦР R_{σ}^* . $\Delta R_{\sigma, \min}$ — предельный радиальный размер, Δz_{σ} — диаметр гауссова пучка для квазиоптической системы, изображенной на рис. 2.

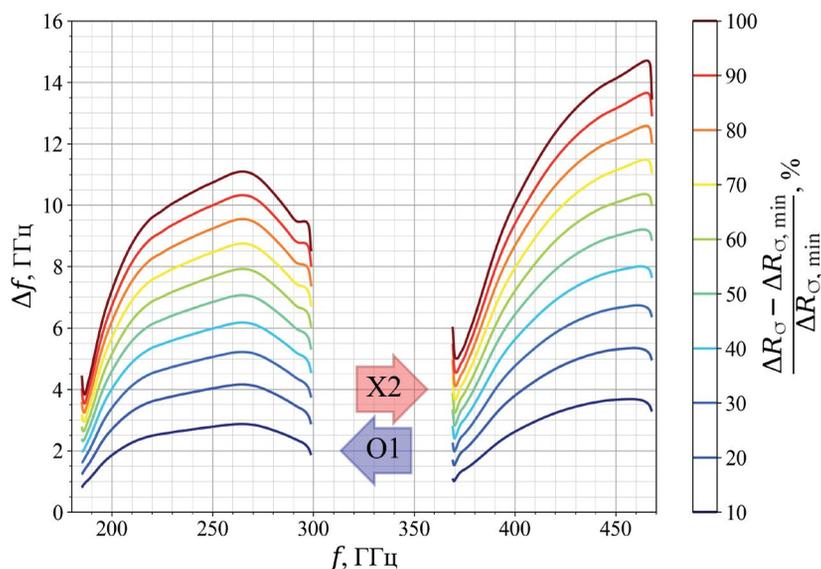


Рис. 10. Ширина частотной полосы Δf спектрального прибора с прямоугольной аппаратной функцией, соответствующая различным значениям относительного превышения радиального размера разрешаемой области ΔR_{σ} над предельным $\Delta R_{\sigma, \min}$.

365—470 ГГц для Х2. Очевидно, указанные границы частотных диапазонов актуальны только для рассмотренной магнитной конфигурации. С изменением магнитного поля соответствующие частотные диапазоны будут смещаться примерно пропорционально $B_{t,0}$ при условии, что профили плотности и температуры обеспечивают достаточно высокую оптическую толщину и отсутствие отсечки ЭЦИ в плазме.

Предельный радиальный размер разрешаемой области $\Delta R_{\sigma, \min}$ как функция координаты R_{σ}^* приведен на рис. 9. Для О1 этот размер составляет примерно

3—5 см, а для Х2 — 2—4 см, в зависимости от положения в плазме.

При проектировании спектрального прибора целевыми характеристиками являются ширина частотной полосы одного канала измерений и число каналов. Для максимизации отношения сигнал/шум при детектировании ЭЦИ выгодно применять как можно большее значение ширины полосы Δf . Однако с увеличением Δf , вообще говоря, увеличивается и размер разрешаемой области ΔR_{σ} . На рис. 10 приведены значения Δf , при которых относительное

превышение размера разрешаемой области над предельным $(\Delta R_\sigma - \Delta R_{\sigma, \min}) / \Delta R_{\sigma, \min}$ составляет определенное фиксированное значение при прямоугольной аппаратной функции [38],

$$A_I(f) = A_{\text{rect}}(f) \equiv \frac{1}{\Delta f} \text{rect}\left(\frac{f}{\Delta f}\right). \quad (8)$$

Можно видеть, например, что для превышения в 10% требуется $\Delta f \simeq 1.0\text{--}2.5$ ГГц для О1 и $\Delta f \simeq 1.0\text{--}3.5$ ГГц для Х2. Мы принимаем данное превышение в качестве целевого для гетеродинного приемника.

Для того, чтобы соответствующие каналам с шириной полосы Δf области ЭЦР были взаимно удалены на расстояние $\delta R \simeq 1.1 \Delta R_{\sigma, \min}$ их число для О1 и Х2 можно оценить соответственно величинами $N_{O,1} \simeq 23$ и $N_{X,2} \simeq 16$ на основании данных рис. 9. Однако для корреляционного анализа методом спектральной декорреляции по сигналам “спаренных” каналов [22] представляется целесообразным применять вдвое большее число каналов ($N_{O,1} \simeq 46$ и $N_{X,2} \simeq 32$ соответственно).

В случае фурье-спектрометра физический канал измерений у прибора один⁶, а число виртуальных “каналов” измерений N_f , понимаемое как число частот, на которых восстанавливается спектр при использовании дискретного преобразования Фурье, определяется числом семплов в рамках одного скана или, эквивалентно, частотой семплирования интерферограммы f_s [39]. Если интерферограмма принимается в полосе частот B_f при времени сканирования Δf , то N_f можно оценить как половину числа семплов,

$$N_f \simeq \frac{f_s \Delta t}{2}, \quad (9)$$

а шаг по частоте

$$\delta f \simeq \frac{2B_f}{f_s \Delta t}. \quad (10)$$

Соответственно число каналов $N_{\sigma,n}$, доступных для измерений T_e в частотном диапазоне соответствующей характеристической моды и гармоники $B_{\sigma,n}$ можно оценить как

$$N_{\sigma,n} \simeq \frac{B_{\sigma,n}}{\delta f} = \frac{B_{\sigma,n}}{2B_f} f_s \Delta t. \quad (11)$$

Например, при $\Delta t = 10$ мс, $B_f = 1.6$ ТГц, $f_s = 200$ кГц, $B_{O,1} = 120$ ГГц, $B_{X,2} = 105$ ГГц можно ожидать число каналов $N_{O,1} \simeq 75$, $N_{X,2} \simeq 65$ с шагом $\delta f \simeq 1.6$ ГГц.

⁶ Не считая вспомогательных каналов, количество которых зависит от конкретной технической реализации, например канала контроля положения сканирующего зеркала; а также безотносительно совмещения нескольких интерферометрических каналов в рамках одного прибора.

3.2. Уровень шума и допустимые потери в линии

Шум является существенным источником ошибки измерений для диагностики ЭЦИ. Сигнал, возбуждаемый ЭЦИ в измерительной системе, сам по себе имеет характер случайного процесса, и для восстановления величины T_e с приемлемым уровнем статистической дисперсии необходимо применять аналоговую и/или цифровую фильтрацию в ущерб временному разрешению. Обращаем внимание на то, что оцениваемые в работе радиационная температура $T_{\text{rad},\sigma}$ и связанный с ней уровень сигнала $T_{I,\sigma}$ понимаются как величины, соответствующим образом усредненные по времени (или статистическому ансамблю идентичных плазменных сценариев). Относительный вклад в ошибку измерений собственного шума измерительного прибора возрастает с ростом потерь мощности излучения в линии передачи между плазмой и прибором.

В случае гетеродинного приемника отношение сигнал/шум SNR можно оценить как [20]

$$\text{SNR} \simeq \frac{T_A}{T_{\text{sys}}} \sqrt{\Delta f_{\text{IF}} \Delta t} \simeq \frac{\sqrt{\Delta f_{\text{IF}} \Delta t}}{1 + L \frac{T_N}{T_e}}, \quad (12)$$

где $T_A \simeq T_e$ — антенная температура, $T_{\text{sys}} \simeq T_e + LT_N$ — суммарная шумовая температура в системе, приведенная ко входу линии передачи, T_N — шумовая температура приемника, Δf_{IF} — ширина полосы фильтра ПЧ⁷, Δt — эффективное время интегрирования, L — коэффициент ослабления в линии передачи. На рис. 11 приведены значения отношения сигнал/шум на нижней границе требуемого диапазона измерений $T_e = 0.5$ кэВ как функции коэффициента ослабления L при различных временах усреднения Δt для случая ширины полосы $\Delta f_{\text{IF}} = 1$ ГГц и ожидаемого [40] значения $T_N \simeq 10$ эВ. В отсутствие установленных требований к ошибке измерений для диагностик ТРТ на текущий момент мы предлагаем требование, что диагностика ЭЦИ должна обеспечивать $\text{SNR} \geq 10$ при $\Delta t = 1$ мкс и $T_e = 0.5$ кэВ, подразумевая, что большее значение SNR будет достигаться путем усреднения по времени при пост-обработке. Таким образом, наибольшая допустимая величина потерь в линии передачи на пути от плазмы к гетеродинному приемнику составляет около 20 дБ.

Отношение сигнал/шум для фурье-спектрометра можно оценить по формуле [41]

$$\text{SNR} \simeq \frac{P}{\text{NEP}} \sqrt{\frac{\Delta t}{4}} \simeq \frac{A \Omega f^2 k_B T_e \Delta f}{2c^2 L} \frac{\sqrt{\Delta t}}{\text{NEP}}, \quad (13)$$

где P — входная мощность, $\text{NEP} \simeq 1.25 \cdot 10^{-12}$ Вт · Гц^{-1/2} — эквивалентная мощность шума InSb-детектора [40],

⁷ В случае приема без подавления зеркальной полосы в ПЧ-сегменте $\Delta f \simeq 2\Delta f_{\text{IF}}$, в противном случае $\Delta f = \Delta f_{\text{IF}}$.

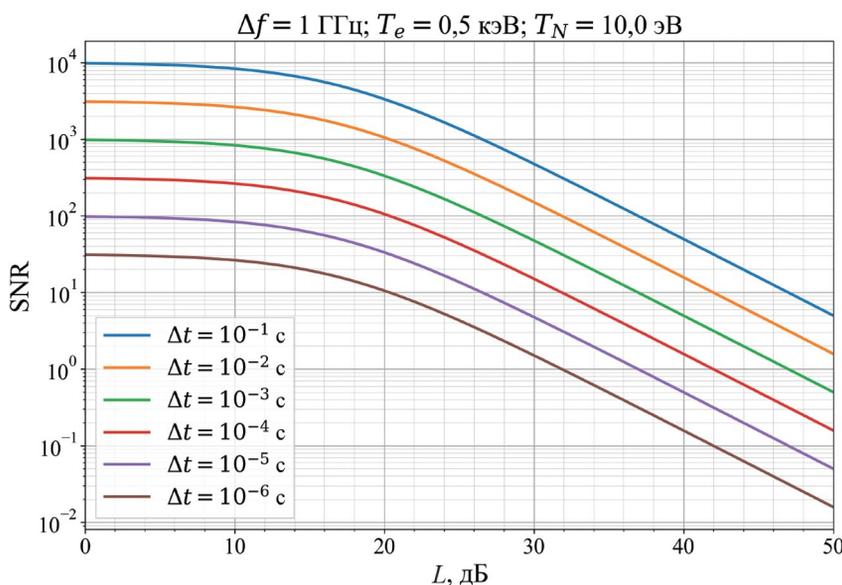


Рис. 11. Отношение сигнал/шум SNR как функция коэффициента ослабления L линии передачи при различных значениях времени усреднения Δt . Кривые построены для канала гетеродинного приемника с шириной полосы ПЧ $\Delta f_{\text{IF}} = 1 \text{ ГГц}$ и шумовой температурой $T_N = 10 \text{ эВ}$ на нижнем пределе требуемого диапазона измерений $T_e = 0,5 \text{ кэВ}$.

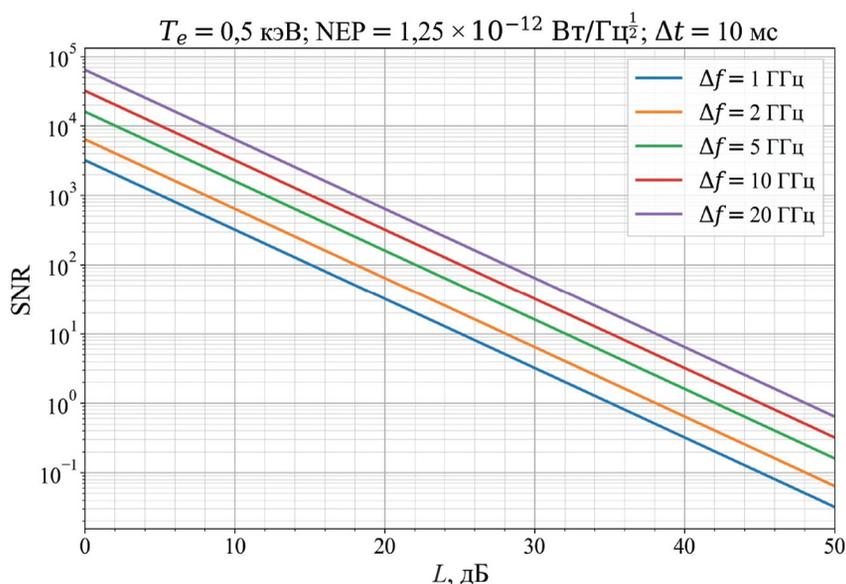


Рис. 12. Отношение сигнал/шум SNR как функция коэффициента ослабления L линии передачи при различных значениях разрешаемой ширины частотной полосы Δf . Кривые построены для фурье-спектрометра с временем сканирования $\Delta t = 10 \text{ мс}$ и эквивалентной мощностью шума детектора $\text{NEP} = 1,25 \cdot 10^{-12} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$ на нижнем пределе требуемого диапазона измерений $T_e = 0,5 \text{ кэВ}$.

$A\Omega$ — геометрический фактор (*étendue*). При оценке мы принимаем $A\Omega \simeq \lambda^2$, где $\lambda = c/f$ — длина волны в вакууме, что соответствует дальней зоне гауссова пучка. Соответствующие графики SNR как функции L для различных значений Δf на нижней границе диапазона измерений $T_e = 0,5 \text{ кэВ}$ приведены на рис. 12. При потерях в линии 20 дБ достижимы зна-

чения $\text{SNR} \simeq 32 - 320$ при $\Delta f = 1 - 10 \text{ ГГц}$ соответственно.

Для фурье-спектрометра также важно учитывать время интегрирования при калибровке черным телом Δt_{cal} , возрастающее с увеличением потерь в линии передачи. Эту величину можно оценить по формуле [40, 41]

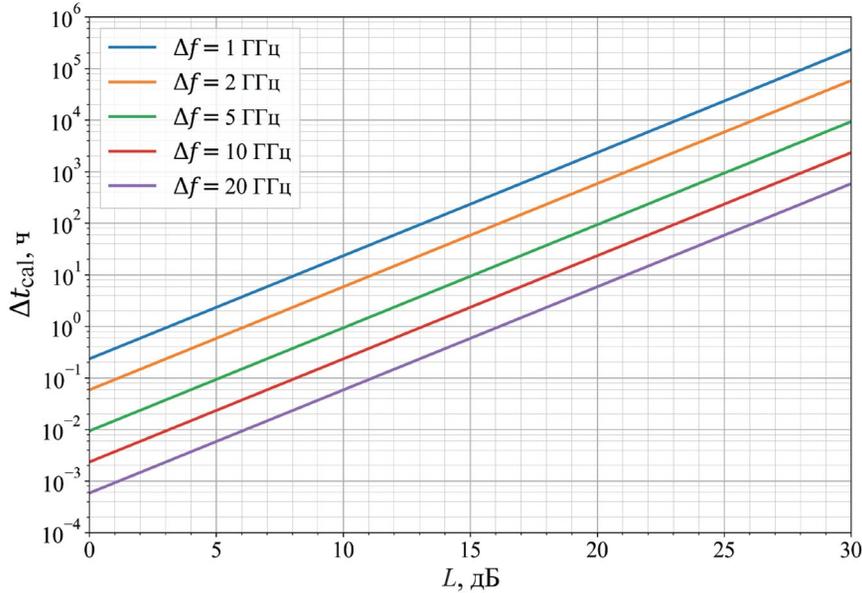


Рис. 13. Время интегрирования при калибровке фурье-спектрометра Δt_{int} для получения отношения сигнал/шум $\text{SNR} = 200$ как функция коэффициента ослабления L линии передачи при различных значениях разрешаемой ширины частотной полосы Δf . Предполагаемая температура калибровочного источника $T_{\text{cal}} = 1000$ К, эквивалентная мощность шума InSb-болометра $\text{NEP} = 1.25 \cdot 10^{-12}$ Вт \cdot Гц $^{-1/2}$.

$$\Delta t_{\text{cal}} \simeq \left(\frac{2c^2 L}{A \Omega f^2 k_B T_{\text{cal}} \Delta f} \cdot \text{SNR}_{\text{cal}} \cdot \text{NEP} \right)^2, \quad (14)$$

где SNR_{cal} — достигаемое при калибровке отношение сигнал/шум, T_{cal} — температура калибровочного источника. На рис. 13 представлены значения Δt_{cal} как функции L при различных Δf при параметрах $\text{SNR} = 200$, $T_{\text{cal}} = 1000$ К. Предполагая калибровку в течение смены продолжительностью 8 ч и ширину полосы $\Delta f = 10$ ГГц, можно оценить максимальную допустимую величину потерь мощности в линии величиной ≈ 18 дБ.

При потерях в вакуумном окне ≈ 3 дБ и в делителе мощности ≈ 3 дБ на первой ступени деления, ведущей к фурье-спектрометру, а также погонном коэффициенте ослабления 0.3–0.4 дБ/м сверхразмерного круглого волновода (раздел 0) можно оценить максимальную длину волноводного тракта величиной ≈ 30 –40 м.

3.3. Ширина волнового пучка

Для оценки ширины волнового пучка, характеризующей поперечный размер разрешаемой области в плазме, мы предполагаем, что распределение мощности в поперечном сечении пучка соответствует фундаментальной эрмит-гауссовой моде, и пренебрегаем рефракцией пучка в плазме. Ширина волнового пучка характеризуется диаметром $\Delta z_{\sigma} = 2w_{\sigma}$ соосной с пучком круглой площадки, через которую

проходит доля полной мощности пучка, равная $1 - e^{-2} \simeq 86.5\%$. Для расчета квазиоптической системы применяем матричный ($ABCD$) метод, подробно описанный в книге [9]. Для рассматриваемого случая, когда положение перетяжки на выходе из внутривакуумного модуля (точка IF1 на рис. 2) фиксировано для всех частот вблизи экваториального фланца, а фокусировка в плазме обеспечивается единственным фокусирующим зеркалом MF1 с фокусным расстоянием F_{MF1} данный метод позволяет получить следующее выражение для Δz_{σ} ⁸:

$$\Delta z_{\sigma}(f) \simeq \frac{2c}{\pi w_{0,\sigma} f} \sqrt{\left(\Delta_{\text{in},\sigma} + \Delta_{\text{out},\sigma} - \Delta_{\text{out},\sigma} \frac{\Delta_{\text{in},\sigma}}{F_{\text{MF1}}} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{c} w_{0,\sigma}^2 f \left(1 - \frac{\Delta_{\text{in},\sigma}}{F_{\text{MF1}}} \right) \right)^2}, \quad (15)$$

где $\Delta_{\text{in},\sigma}(f) = R_{\text{MF1}} - R_{\sigma}^*(f)$ — расстояние между координатой области ЭЦР $R_{\sigma}^*(f)$ и первым фокусирующим зеркалом MF1, $\Delta_{\text{out},\sigma}$ — расстояние между фокусирующим зеркалом MF1 и перетяжкой в точке IF1, отсчитываемое вдоль осей соответствующих волновых пучков, $w_{0,\sigma}$ — радиус перетяжки в точке IF1.

⁸ ABCD-матрица системы получается перемножением трех матриц, соответствующих промежутку длиной $\Delta_{\text{in},\sigma}$, тонкой линзе с фокусным расстоянием F_{MF1} и промежутку длиной $\Delta_{\text{out},\sigma}$. Величина Δz_{σ} восстанавливается из мнимой части комплексного параметра обратно направленного пучка с частотой, соответствующей резонансу на удалении $\Delta_{\text{in},\sigma}(f)$ от фокусирующего зеркала.

На рис. 9 штриховыми линиями показаны значения диаметра волнового пучка при соответствующей координате ЭЦР $R_{\sigma}^*(f)$ для квазиоптической системы, изображенной на рис. 2. Данный вариант квазиоптической системы представляет собой результат предварительной оптимизации квазиоптической системы с одинаковым для О1 и Х2 положением перетяжки вблизи экваториального фланца, где в качестве минимизируемого параметра выступал усредненный по области измерений диаметр волнового пучка для Х2. В области измерений для О1 диаметр пучка варьируется в пределах 2.8–4.6 см, а для Х2 — в пределах 1.2–3.2 см. Диаметры и ширины компонентов D_i , указанные на рис. 2, выбраны на основании условия $\frac{D_i}{w_i} \simeq 3-4$, где w_i — радиус пучка в точке расположения i -го компонента, что в приближении квазиоптики соответствует потерям мощности $\approx 0.03-1.1\%$ при каждом отражении из-за “обрезания” пучка компонентом конечного размера [9].

Стоит отметить, что приведенный вариант квазиоптической системы может обеспечить передачу СВЧ-излучения без существенного обрезания пучка при частоте волны в О-моду примерно $f \geq 145$ Гц, что позволяет говорить о возможности измерений примерно при $B_{t,0} \geq 6.5$ Тл с максимальным охватом профиля T_e (по крайней мере, посредством фурье-спектрометра), но, вообще говоря, с субоптимальной фокусировкой.

3.4. Режекция излучения системы ЭЦР-нагрева

Для оценки необходимой величины режекции излучения гиротронов, необходимой для защиты измерительного оборудования, предположим, что поглощения мощности ЭЦРН плазмой не происходит (аварийная ситуация), а излучение гиротронов суммарной мощностью P_{ECRH} равномерно поглощается обращенными к плазме поверхностями, обладающими суммарной площадью S_w и эффективным коэффициентом отражения r . Мощность излучения P_{inc} , доходящего до рассматриваемого компонента по линии передачи с коэффициентом ослабления L , можно оценить следующим образом:

$$P_{\text{inc}} \approx \frac{\pi w_{\text{API,max}}^2}{2L(1-r)S_w} P_{\text{ECRH}}, \quad (16)$$

где w_{API} — максимальный радиус волнового пучка в месте расположения входной апертуры системы, а коэффициент $1/2$ связан с тем, что излучение предполагается деполаризованным в результате многократных отражений в камере до попадания на поляризатор PG1. Максимальную допустимую мощность на входе в смеситель гетеродинного приемника (наиболее чувствительный к перегрузкам компонент) можно оценить величиной $P_{\text{MXR,max}} \approx 10$ мВт.

Принимаем для оценки $w_{\text{API,max}} \approx 33$ мм, $S_w \approx 90$ м², $P_{\text{ECRH}} \approx 10$ мВт, $r \approx 0.9$. Тогда минимальное необходимое ослабление L_{min} составляет

$$L_{\text{min}} \approx \frac{\pi w_{\text{API,max}}^2 P_{\text{ECRH}}}{2(1-r)S_w P_{\text{MXR,max}}} \approx 53 \text{ дБ}. \quad (17)$$

При потерях мощности 13–18 дБ до входа в смеситель первого гетеродинного приемника в отсутствие режекторного фильтра можно ожидать, что величина ослабления, вносимого фильтром на частоте ЭЦРН, должна составлять не менее 35–40 дБ.

При использовании частотно-селективной поверхности в качестве режекторного фильтра на выходе из волноводного тракта (рис. 3) необходимо обеспечить условия, при которых поверхность не повреждается в силу перегрева или пробоя диэлектрика. При характерном ослаблении в тракте 10–15 дБ можно ожидать величину падающей на поверхность мощности излучения системы ЭЦРН около 60–190 Вт. Доля мощности, поглощенной фильтром, зависит от его толщины и используемых материалов, однако в худшем случае эта доля ожидается на уровне нескольких процентов, поэтому перегрев фильтра не представляется существенным фактором. Максимальная ожидаемая величина напряженности электрического поля при данном уровне мощности оценивается не выше $100 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, т.е. пробоя фильтра также не ожидается. Заметим, что падающая на режекторный фильтр мощность излучения системы ЭЦРН в рассматриваемом аварийном случае превышает интегральную по спектру мощность ЭЦИ равновесной плазмы примерно на 60 дБ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена концепция диагностики ЭЦИ для установки ТРТ. Оценены ожидаемые параметры измерений в базовом сценарии ТРТ и параметры основных компонентов диагностической системы.

Измерение профиля T_e предполагается осуществлять в экваториальной плоскости по участкам спектра ЭЦИ, соответствующим 1-й гармонике обыкновенной моды (О1) и 2-й гармонике необыкновенной моды (Х2). В базовом сценарии ТРТ при тороидальном магнитном поле в центре $B_{t,0} = 8$ Тл релевантные частотные диапазоны оцениваются величинами $f \simeq 180-300$ ГГц для О1 и $f \simeq 365-470$ ГГц для Х2. Области измерений оцениваются диапазонами радиальной координаты $-0.9 \leq (R - R_0) / a \leq +0.9$ для О1 и $-0.1 \leq (R - R_0) / a \leq +0.9$ для Х2. Область измерений на Х2 ограничена со стороны сильного поля в силу наложения гармоник. Предельный достижимый радиальный размер разрешаемой области для радиально направленной линии обзора оценивается величиной $\Delta R_{\sigma,\text{min}} = 3-5$ см для

О1 и $\Delta R_{\min} = 2-4$ см для Х2. Для формирования входного волнового пучка предлагается применять квазиоптическую фокусирующую систему, обеспечивающую поперечный размер разрешаемой области $\Delta z \approx 3-5$ см на О1 и $\Delta z \approx 1-3$ см на Х2.

С технической стороны концептуальный проект диагностики ЭЦИ для ТРТ базируется на соответствующем концептуальном проекте диагностики ЭЦИ для ИТЕР. В экваториальном патрубке ТРТ предполагается разместить фокусирующие зеркала, обеспечивающие прием ЭЦИ вдоль двух линий обзора (радиальной и тороидально наклоненной) одновременно в О- и Х-поляризациях. Для калибровки предполагается применять вакуумно-совместимый нагревательный элемент (черное тело). Вакуумную границу предполагается обеспечить с помощью двойного клиновидного окна из кристаллического кварца. Разделение О- и Х-поляризаций предполагается осуществлять с помощью сеточного поляризатора, расположенного в делительном модуле с телескопической конфигурацией фокусирующих зеркал. Передачу ЭЦИ из токамака в диагностическое помещение предполагается осуществлять с помощью четырех круглых сверхразмерных металлических волноводов с гладкими стенками, чья максимальная допустимая длина оценивается величиной 30—40 м.

Для измерения спектра ЭЦИ предполагается для каждой из четырех линий передачи применять фурье-спектрометр и многоканальные гетеродинные приемники. Ожидается, что гетеродинные приемники смогут обеспечить измерения на О1 и Х2 с временным разрешением $\Delta t \simeq 1$ мкс с отношением сигнал/шум не менее 10 (может быть увеличено при пост-обработке ценой ухудшения временного разрешения), а фурье-спектрометры смогут обеспечить широкополосные измерения спектра ЭЦИ с временным разрешением $\Delta t \simeq 10$ мс и отношением сигнал/шум не менее 32.

Работа выполнена при частичной поддержке государственной корпорации “Росатом” в рамках государственного контракта № Н.4к.241.09.23.1060 от 17.04.2023.

Авторы выражают благодарность Д. О. Корнееву, Д. В. Сарычеву и Д. А. Шелухину за продуктивные дискуссии.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

МОДЕЛЬ ДЛЯ ОЦЕНКИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЦИ

1. Основные теоретические положения, актуальные для диагностики ЭЦИ

В приближении геометрической оптики и в пренебрежении быстрым изменением плазменных па-

раметров удельная интенсивность микроволнового излучения I_σ в характеристической моде $\sigma = O, X$ с частотой f в плазме удовлетворяет уравнению переноса излучения [35]

$$N_{r,\sigma}^2 \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{I_\sigma}{N_{r,\sigma}^2} \right) = j_\sigma - \alpha_\sigma I_\sigma, \quad (18)$$

где j_σ — коэффициент испускания, α_σ — коэффициент поглощения, $N_{r,\sigma}$ — лучевой показатель преломления, s — координата, отсчитываемая вдоль луча. При максвелловском распределении электронов по импульсам выполняется закон Кирхгофа, связывающий отношение коэффициентов испускания и поглощения с температурой

$$\frac{j_\sigma}{N_{r,\sigma}^2 \alpha_\sigma} = \frac{f^2}{c^2} k_B T_e. \quad (19)$$

Решение уравнения (18) в терминах радиационной температуры $T_{rad,\sigma}$ [20],

$$T_{rad,\sigma} \equiv \frac{c^2}{k_B f^2 N_{r,\sigma}^2} I_\sigma, \quad (20)$$

может быть записано в виде

$$T_{rad,\sigma}(s_2, f) = T_{rad,\sigma}(s_1, f) e^{-\tau_\sigma(s_1, f)} + \int_{s_1}^{s_2} \alpha_\sigma(s, f) e^{-\tau_\sigma(s, f)} T_e(s) ds, \quad (21)$$

где s_1 и s_2 — начальная и конечная точки луча, τ_σ — оптическая толщина,

$$\tau_\sigma(s, f) = \int_s^{s_2} \alpha_\sigma(s', f) ds'. \quad (22)$$

Основная измерительная задача диагностики ЭЦИ фактически состоит в измерении радиационной температуры на выходе из плазмы $T_{rad,\sigma}(f) \equiv T_{rad,\sigma}(s_2, f)$. Испускание и поглощение ЭЦИ происходит на частоте ЭЦР, определяемой условием [42],

$$f = n \frac{f_c}{\gamma} + \frac{1}{2\pi} k_{\parallel} v_{\parallel}, \quad (23)$$

где $f_c = eB/2\pi m_e$ — нерелятивистская циклотронная частота, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — Лоренц-фактор, n — номер гармоники, v — скорость электрона, \mathbf{k} — волновой вектор, а индексом \parallel обозначены продольные компоненты относительно вектора индукции магнитного поля \mathbf{B} . Коэффициенты j_σ и α_σ имеют ненулевые значения в некоторой окрестности гармоник циклотронной частоты $n f_c$, а размер данных

окрестностей, влияющий на степень локализации измерений, зависит от распределения электронов по скоростям.

2. Модель для оценки спектральных характеристик ЭЦИ

Мы применяем упрощенную модель, предполагающую распространение ЭЦИ вдоль одного луча, направленного вдоль R , то есть пренебрегаем влиянием рефракции излучения и конечной направленности приемной системы. Радиационная температура $T_{\text{rad},\sigma}(f)$ на выходе из плазмы вычисляется как взвешенная электронная температура,

$$\begin{aligned} T_{\text{rad},\sigma}(f) &\equiv T_{\text{rad},\sigma}(R_{\text{max}}, f) = \\ &= \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} W_{\sigma}(R, f) T_e(R) dR, \end{aligned} \quad (24)$$

где $W_{\sigma}(R, f)$ — весовая функция, R_{min} и R_{max} — правая и левая границы рассматриваемой области,

$$\frac{R_{\text{min}} - R_0}{a} = -\frac{R_{\text{min}} - R_0}{a} = 1.05. \quad (25)$$

Для качественного расчета участка спектра, для которого плазма не является оптически плотной⁹, $W_{\sigma}(R, f)$ находится с учетом отражений в рамках модели “плоских стенок” с эффективными коэффициентами отражения r и кросс-поляризации при отражении p . В общем случае для нахождения W_{σ} применяется итерационная схема, базирующаяся¹⁰ на описанной в работе [43]:

$$W_{\sigma} = W_{\sigma, i \text{ max}} \simeq \lim_{i \rightarrow \infty} W_{\sigma, i}(R, f), \quad (26)$$

где последовательность $W_{\sigma}(R, f)$ определяется итерационной формулой

$$W_{\sigma, i} = \begin{bmatrix} 1 \\ r(1-p)e^{-\tau_{0,\sigma}} \\ rpe^{-\tau_{0,\sigma}} \\ r^2(1-p)^2e^{-2\tau_{0,\sigma}} + r^2p^2e^{-\tau_{0,\sigma}-\tau_{0,\sigma'}} \\ r^2p(1-p)(e^{-2\tau_{0,\sigma}} + e^{-\tau_{0,\sigma}-\tau_{0,\sigma'}}) \end{bmatrix}^T \cdot \begin{bmatrix} W_{\sigma,0}^+ \\ W_{\sigma,0}^- \\ W_{\sigma',0}^- \\ W_{\sigma,i-1} \\ W_{\sigma',i-1} \end{bmatrix}. \quad (27)$$

⁹ По сути, для таких частот, при которых первый член в уравнении (21) существенен, поэтому функцию W_{σ} нельзя отождествить с $\alpha_{\sigma}e^{-\tau_{\sigma}}$.

¹⁰ В работе [43] осуществлялся итерационный расчет непосредственно $T_{\text{rad},\sigma}$, однако так как в рамках нашей модели все температурные члены могут быть представлены в виде интегралов по одной и той же переменной в одинаковых пределах, аналогичная схема представляется применимой для весовой функции.

В этом выражении $\tau_{0,\sigma}$ — полная оптическая толщина,

$$\tau_{0,\sigma}(f) = \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} \alpha_{\sigma}(R, f) dR, \quad (28)$$

$W_{\sigma,0}^+$, $W_{\sigma,0}^-$ — весовые функции при распространении без отражений наружу и внутрь соответственно,

$$W_{\sigma,0}^+(R, f) = \alpha_{\sigma}(R, f) \exp\left[-\int_R^{R_{\text{max}}} \alpha_{\sigma}(R', f) dR'\right], \quad (29)$$

$$W_{\sigma,0}^-(R, f) = \alpha_{\sigma}(R, f) \exp\left[-\int_{R_{\text{min}}}^R \alpha_{\sigma}(R', f) dR'\right], \quad (30)$$

индексы σ , σ' обозначают взаимно ортогональные поляризации (О, Х или Х, О), а первый член $W_{\sigma,0}^+ = W_{\sigma',0}^- = 0$. Коэффициент поглощения α_{σ} находится как сумма вкладов отдельных гармоник¹¹ [44],

$$\alpha_{\sigma} = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{\sigma,n}, \quad (31)$$

где для вычисления $\alpha_{\sigma,n}$ применяются аналитические выражения из работы [42] для случая квазиортогонального распространения и с поправкой для высоких температур. При вычислениях для 1-й гармоники Х-моды мы искусственно создаем полное поглощение вблизи верхнегибридной частоты на пути излучения наружу. Итерирование останавливается на шаге i_{max} по достижении определенного уровня относительного отклонения результатов между соседними итерациями (10^{-4}).

Заметим, что в отсутствие кросс-поляризации при отражении ($p = 0$) W_{σ} выражается просто как сумма геометрической прогрессии,

$$W_{\sigma} = \frac{1}{1 - r^2 e^{-2\tau_{0,\sigma}}} \left(W_{\sigma,0}^+ + \left(r e^{-\tau_{0,\sigma}} \right) W_{\sigma,0}^- \right), \quad (32)$$

а в отсутствие отражений ($r = p = 0$), либо при $\tau_{0,\sigma} \gg 1$, очевидно,

$$W_{\sigma} = W_{\sigma,0}^+ \equiv \alpha_{\sigma} e^{-\tau_{\sigma}}. \quad (33)$$

¹¹ В работе [43], напротив, складывались оптические толщины для разных гармоник, однако для исследования пространственной локализации измерений представляется более удобным осуществлять суммирование на уровне коэффициента поглощения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А. В., Коновалов С. В., Бондарчук Э. Н., Мазуль И. В., Родин И. Ю., Минеев А. Б., Кузьмин Е. Г., Кавин А. А., Карпов Д. А., Леонов В. М., Хайрутдинов Р. Р., Кукушкин А. С., Портнов Д. В., Иванов А. А., Бельченко Ю., Денисов Г. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 970. DOI: 10.31857/S0367292121110196
2. Кащук Ю. А., Коновалов С. В., Красильников А. В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1159. DOI: 10.31857/S0367292122700214
3. Luhmann Jr. N. C., Bindslev H., Park H., Sanchez J., Taylor G., Yu C. X. // Fusion Science and Technology. 2008. V. 53. P. 335. DOI: 10.13182/FST08-A1675
4. Donne A. J. H., Barth C. J., Weisen H. // Fusion Science and Technology. 2008. V. 53. P. 397. DOI: 10.13182/FST08-A1676
5. Stratton B. C., Bitter M. Hill K. W., Hillis D. L., Hogan J. T. // Fusion Science and Technology. 2008. V. 53. P. 431. DOI: 10.13182/FST08-A1677
6. Taylor G., Austin M. E., Basile A., Beno J. H., Danani S., Feder R., Houshmandyar S., Hubbard A. E., Johnson D. W., Khodak A., Kumar R., Kumar S., Ouroua A., Padasalagi S. B., Pandya H. K. B., Phillips P. E., Rowan W. L., Stillerman J., Thomas S., Udintsev V. S., Vayakis G., Walsh M. Weeks D. // EPJ Web Conf. 2017. V. 147. P. 02003. DOI: 10.1051/epjconf/201714702003
7. Udintsev V. S., Danani S., Taylor G., Giacomini T, Guirao J., Pak S., Hughes S., Worth L., Vayakis G., Walsh M., Schneider J., Pandya M., Kumar H. K. B., Kumar V., Jha S., Thomas S., Padasalagi S. B., Kumar S., Phillips P. E., Rowan W. L., Austin M. E., Khodak A., Feder R., Neilson H., Basile A., Hubbard A. E., Saxena A., Nazare C., Maquet P., Gimbert N. // EPJ Web Conf. 2019. V. 203. P. 03003. DOI: 10.1051/epjconf/201920303003
8. Taylor G., Harvey R. W. // Fusion Science and Technology. 2009. V. 55. P. 64. DOI: 10.13182/FST55-64
9. Goldsmith P. Quasioptical Systems: Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications. Wiley, 1998. (IEEE Press Series on RF and Microwave Technology).
10. Udintsev V. S., Maquet P., Gimbert N., Giacomini T, Guirao J., Iglesias S., Vacas C., Walsh M. J., Pak S., Conway B., Dapena M., Drevon J.-M., Eaton G., Hughes S., Darby T., Bamber R. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. V. 47. P. 864. DOI: 10.1109/TPS.2018.2879407
11. Taylor G., Austin M. E., Beno J. H., Danani S., Ellis R. F., Feder R., Hester J. L., Hubbard A. E., Johnson D. W., Kumar R., Kumar S., Kumar V., Ouroua A., Pandya H. K. B., Phillips P. E., Roman C., Rowan W. L., Udintsev V., Vayakis G., Walsh M. // EPJ Web of Conferences. 2015. V. 87. P. 03002. DOI: 10.1051/epjconf/20158703002
12. Wang H., Liu X., Lu Z., Yu J., Yao Y., Liu H., Qi L., Chen Z., Chen X. // 2016 IEEE 9th UK-Europe-China Workshop on Millimetre Waves and Terahertz Technologies (UCMMT). 2016. P. 111. DOI: 10.1109/UCMMT.2016.7873980
13. Buratti P., Zerbini M. // Review of Scientific Instruments. 1995. V. 66. P. 4208. DOI: 10.1063/1.146438
14. Simonetto A., Sozzi C., Garavaglia S., Fessey J. A., Nowak S., Contributors J.-E. // Review of Scientific Instruments. 2011. V. 82. P. 113506. DOI: 10.1063/1.3660276
15. Liu Y., Schmuck S., Zhao H., Fessey J., Trimble P., Liu X., Zhu Z., Zang Q., Hu L. // Plasma Science and Technology. 2016. V. 18. P. 1148. DOI: 10.1088/10090630/18/12/02
16. Hartfuss H. J., Geist T., Hirsch M. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1997. V. 39. P. 1693. DOI: 10.1088/0741-3335/39/11/001
17. Austin M. E., Lohr J. // Review of Scientific Instruments. 2003. V. 74. P. 1457. DOI: 10.1063/1.1530387
18. Chatterjee R., Phillips P., Heard J., Watts C., Gandy R., Hubbard A. // Fusion Engineering and Design. 2001. V. 53. P. 113. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(00\)00484-1](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(00)00484-1)
19. Kinch M. A., Rollin B. V. // British Journal of Applied Physics. 1963. V. 14. P. 672. DOI: 10.1088/0508-3443/14/10/317
20. Hartfuss H.-J., Geist T. Fusion Plasma Diagnostics with mm-Waves. Weinheim: Wiley, 2013
21. High Sensitive Radiometers for Plasma Diagnostics. URL: <https://elva-l.com/products/a40059>
22. Walls C. // Fusion Science and Technology. 2007. V. 52. P. 176. DOI: 10.13182/FST07-A1497
23. Deng J., Lu Q., Jia D., Yang K., Zhu Z. // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2018. V. 28. P. 242. DOI: 10.1109/LMWC.2018.2804158
24. Isayama A., Isei N., Ishida S., Sato M. // Review of Scientific Instruments. 2002. T. 73. P. 1165. DOI: 10.1063/1.1436132
25. Kawahata K., de Vries P. C., Nagayama Y., Inagaki S., Tokuzawa T., Tanaka K., Sasao H. // Review of Scientific Instruments. 2001. V. 72. P. 387. DOI: 10.1063/1.1309006
26. Guharay S. K., Boyd D. A., Ellis R. F., Stauffer F. J., Lasnier C. J. // Review of Scientific Instruments. 1990. V. 61. P. 3520. DOI: 10.1063/1.1141561
27. Stott P. E., Gorini G., Prandoni P., Sindoni E. Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors. New York: Springer, 2012. 652 с.
28. Belousov V. L., Vershkov V. A., Denisov G. G., Khozin M. A., Shelukhin D. A. // Technical Physics Letters. 2017. V. 43. P. 1037. DOI: 10.1134/S1063785017110189.
29. Mohyuddin W., Woo D., Kim S., Kim K., Choi H. // Journal of Sensor Science and Technology. 2016. V. 25. P. 8. DOI: 10.5369/JSST.2016.25.1.8
30. Danilov Y. Y., Denisov G. G., Khozin M. A., Panin A., Rodin Y. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2014. V. 42. P. 1685. DOI: 10.1109/TPS.2014.2318352
31. Hsu T. C. The submillimeter wave electron cyclotron emission diagnostic for the Alcator C—Mod Tokamak. Massachusetts Institute of Technology, 1994.
32. Kumar R., Danani S., Randy A., Vaghashiya P., Udintsev V. S., Taylor G., Austin M. E., Kumar V. // EPJ Web Conf. 2019. V. 203. P. 04009. DOI: 10.1051/epjconf/201920304009
33. Sandmark P. // IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1955. V. 3. P. 15. DOI: 10.1109/TMTT.1955.1124971

34. *Леонов В. М., Коновалов С. В., Жоголев В. Е., Кавин А. А., Красильников А. В., Куянов А. Ю., Лукаш В. Э., Минеев А. Б., Хайрутдинов Р. Р.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 986. DOI: 10.31857/S0367292121120040
35. *Бекефи Д.* Радиационные процессы в плазме. М.: Мир, 1971.
36. *Tribaldos V.* Spatial Resolution of the ECE for JET Typical Parameters. Spain, 2000. P. 28. Plasma Physics and Fusion Technology.
37. *Denk S., Fischer R., Maj O., Poli E., Willensdorfer M., Stober J., Stroth U., Suttrop W., Team A. U. et al.* // 44th EPS Conference on Plasma Physics. European Physical Society. 2017. P. 1.108.
38. Rectangle Function. <https://mathworld.wolfram.com/RectangleFunction.html>; Accessed: 2023-07-16.
39. *Griffiths P., De Haseth J., Winefordner J.* Fourier Transform Infrared Spectrometry. Wiley, 2007.
40. *Pandya H., Kumar B., Udintsev V. S., Vayakis G., Austin M.* // EPJ Web of Conferences. 2012. V. 32. P. 03005. DOI: 10.1051/epjconf/20123203005
41. *Treffers R. R.* // Appl. Opt. 1977. V. 16. P. 3103. DOI: 10.1364/AO.16.003103
42. *Bornatici M., Cano R., De Barbieri O., Engelmann F.* // Nuclear Fusion. International Atomic Energy Agency (IAEA), 1983. V. 23. P. 1153.
43. *Danani S., Pandya H. K. B., Vasu P., Austin M. E.* // Fusion Science and Technology. 2011. V. 59. P. 651. DOI: 10.13182/FST11-A11729
44. *Bornatici M., Engelmann F.* // Physics of Plasmas. 1994. V. 1. P. 189. DOI: 10.1063/1.870549

Concept of a Diagnostic System for Measuring the Electron Temperature Profile of Plasma from the Intensity of Electron Cyclotron Emission for the TRT Facility

N. A. Solov'ev^{a,*}, D. E. Dias Mikhaylova^{a,b}

^a National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 123098, Russia

^b Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991, Russia

* e-mail: Solov'ev_NA@nrcki.ru

The paper presents a concept of the ECE diagnostic for the TRT facility and estimates the achievable measurement parameters in the baseline scenario. The target spectral region for the diagnostic corresponds to the first harmonic of the ECR frequency in ordinary polarization (O1) and the second harmonic in extraordinary polarization (X2). It is proposed to carry out measurements from the low-field side along two lines of sight: radial and toroidally oblique. The accessible spectral region in terms of the normalized radial coordinate is approximately estimated as -0.9 to 0.9 and -0.1 to 0.9 . It is proposed to shape the input wave beam by means of a quasi-optical focusing system that provides a transverse size of the resolved region of approximately 3–5 cm for O1 and 1.2–3 cm for X2. For measurements, it is proposed to use Fourier transform spectrometers with a time resolution of about 10 ms and multichannel heterodyne receivers with a time resolution of about 1 μ s. The minimum radial size of the resolved region is estimated to be 3–5 cm for O1 and 2–4 cm for X2, depending on the coordinate.

Keywords: tokamak, TRT, plasma diagnostics, electron cyclotron emission, ECE