СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 11, 2021

ТОКАМАКИ

О программе российских исследований в области управляемого термоядерного синтеза и плазменных технологий

В. И. Ильгисонис, К. И. Ильин, С. Г. Новиков, Ю. А. Оленин 963

Токамак с реакторными технологиями (TRT): концепция, миссии, основные особенности и ожидаемые характеристики

А. В. Красильников, С. В. Коновалов, Э. Н. Бондарчук, И. В. Мазуль, И. Ю. Родин, А. Б. Минеев, Е. Г. Кузьмин, А. А. Кавин, Д. А. Карпов, В. М. Леонов, Р. Р. Хайрутдинов, А. С. Кукушкин, Д. В. Портнов, А. А. Иванов, Ю.И. Бельченко, Г.Г. Денисов 970

Сценарии разряда токамака с реакторными технологиями

В. М. Леонов, С. В. Коновалов, В. Е. Жоголев, А. А. Кавин, А. В. Красильников, А. Ю. Куянов, В. Э. Лукаш, А. Б. Минеев, Р. Р. Хайрутдинов 986

Устойчивость плазмы токамака с реакторными технологиями с учетом пьедестала давления

С. Ю. Медведев, А. А. Мартынов, С. В. Коновалов, В. М. Леонов, В. Э. Лукаш, Р. Р. Хайрутдинов 998

Анализ электромагнитных нагрузок на вакуумную камеру при тепловом срыве в токамаке TRT

Р. Р. Хайрутдинов, В. Э. Лукаш, В. Д. Пустовитов 1007

Альфвеновские моды в плазме токамаков Т-15МД и TRT с отрицательным магнитным широм

М. Ю. Исаев, В. М. Леонов, С. Ю. Медведев 1016

Возможная схема инжектора атомарного пучка для нагрева плазмы и генерации тока в токамаке TRT

Ю. И. Бельченко, А. В. Бурдаков, В. И. Давыденко, А. И. Горбовский, И. С. Емелев, А. А. Иванов, А. Л. Санин, О. З. Сотников 1031

Система электронно-циклотронного нагрева TRT

В. И. Белоусов, Г. Г. Денисов, М. Ю. Шмелев 1038

Система ИЦР-нагрева плазмы TRT

В. М. Баев, Д. В. Гетман, А. М. Губин, М. Л. Субботин 1050

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 11, с. 963–969

ТОКАМАКИ

УДК 533.9

О ПРОГРАММЕ РОССИЙСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА И ПЛАЗМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

© 2021 г. В. И. Ильгисонис[a], *, К. И. Ильин[b], С. Г. Новиков[a], Ю. А. Оленин[a]

[a] *Государственная корпорация по атомной энергии "Росатом", Москва, Россия*

[b] *ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия*

**e-mail: vilkiae@gmail.com*

Поступила в редакцию 19.07.2021 г.
После доработки 22.07.2021 г.
Принята к публикации 22.07.2021 г.

Описаны основные научные задачи, решаемые при реализации федерального проекта "Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий" комплексной программы "Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года". Приводятся краткая история разработки и описание основных компонентов проекта, его участников, основных планируемых результатов его выполнения проекта и возможных перспектив. Статья предваряет материалы данного выпуска журнала, целиком посвященного проекту токамака реакторных технологий (ТРТ), разрабатываемому в ходе реализации федерального проекта.

Ключевые слова: термоядерный синтез, токамак, бланкет, национальный проект, федеральный проект, плазменные технологии

DOI: 10.31857/S0367292121110172

ВВЕДЕНИЕ

С начала 2021 г. в Российской Федерации реализуется комплексная программа "Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года" (далее – Программа РТТН). Программа РТТН объединяет в себе наиболее важные мероприятия в области научных исследований и разработки ядерных, термоядерных и смежных технологий, создания новой техники, строительства инновационных энергоблоков АЭС большой и малой мощности, выполняемые предприятиями и организациями атомной отрасли в тесной кооперации с другими ведущими российскими научными и образовательными организациями и промышленными предприятиями.

Структурно Программа РТТН состоит из пяти федеральных проектов, соответствующих научно-техническим направлениям, определенным Указом Президента Российской Федерации от 16 апреля 2020 г. № 270 "О развитии техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации" (далее – Указ 270), а именно [1]:

разработка технологий двухкомпонентной атомной энергетики с замкнутым ядерным топливным циклом;

разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий;

разработка новых материалов и технологий для перспективных энергетических систем;

проектирование и строительство референтных энергоблоков атомных электростанций, в том числе атомных станций малой мощности.

Каждому направлению Указа 270 в Программе РТТН отвечает свой федеральный проект. Выделяется только первое направление Указа 270, к которому наряду с федеральным проектом "Разработка технологий двухкомпонентной атомной энергетики с замкнутым ядерным топливным циклом", отвечающим по духу и сформулированным задачам проектному направлению "Прорыв" [2], относится еще и федеральный проект "Создание современной экспериментально-стендовой базы для разработки технологий двухкомпонентной атомной энергетики с замкнутым ядерным топливным циклом", предусматриваю-

щий в качестве основных компонентов строительство международного быстрого[1] исследовательского реактора МБИР [3] и продление эксплуатации действующего быстрого исследовательского реактора БОР-60 [4]. Наличие действующего исследовательского быстрого реактора с высоким нейтронным потоком крайне важно для проведения испытаний и разработки материалов, работающих в условиях нейтронного облучения, в том числе в ядерных энергетических или исследовательских объектах.

В настоящей статье кратко описан круг задач, на решение которых нацелен третий федеральный проект Программы РТТН "Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий" (далее – ФП-3), и основные параметры данного федерального проекта.

УСЛОВИЯ ЗАПУСКА И ОСНОВНЫЕ ЦЕЛИ ПРОЕКТА ФП-3

После развала Советского Союза тяжелая экономическая ситуация в стране привела к существенному сокращению как числа действующих научных программ, так и возможностей их реализации. Не стали исключением и работы в области управляемого термоядерного синтеза (УТС), связанные с дорогостоящей эксплуатацией крупных энерго- и ресурсоемких исследовательских установок. Была прекращена и впоследствии уже не могла быть восстановлена работа на самом крупном в то время в мире сверхпроводящем токамаке Т-15. Многие российские ученые вынужденно ушли из сферы науки или переехали за рубеж; тем более, не развивалась исследовательская инфраструктура УТС. Единственным новым токамаком, построенным в России в это время, стал компактный (сферический) токамак ГЛОБУС-М, запущенный в 1999 г. и модернизированный в 2017 г. благодаря энтузиазму и подвижничеству коллектива Физико-технического института имени А.Ф. Иоффе РАН, а также поддержке, оказанной ему Минобрнауки России. Кроме того, сегодня на смену рекордсмену-долгожителю токамаку Т-10 в Курчатовском институте приходит более масштабная диверторная установка – токамак Т-15 МД, физический пуск которой состоялся 18 мая 2021 г., а доукомплектование токамака системами дополнительного нагрева плазмы и генерации тока предстоит осуществить уже в рамках выполнения ФП-3.

Отсутствие собственной национальной программы развития термоядерных исследований при участии Российской Федерации в крупнейшем научно-техническом проекте современности – разработке и строительстве международного токамака-реактора ИТЭР – стало одним из парадоксов постсоветского этапа в истории отечественной науки. Федеральный проект ФП-3 – это единственная за последние 30 лет целостная программа развития исследований по управляемому термоядерному синтезу[2]. Реализация федерального проекта в нашей стране позволит сделать существенный шаг к решению проблемы освоения и использования термоядерной энергии – самой амбициозной задачи, поставленной человечеством в XX веке (эволюцию представлений о статусе и перспективах отечественных исследований в области УТС можно проследить путем сравнения однотипных публикаций [6, 7]). Компоновка мероприятий федерального проекта обеспечивает сбалансированное продвижение к термоядерной энергетике вне зависимости от возможного изменения лидерства конкурирующих технологий по мере развития мировых термоядерных исследований.

Напомним, что во исполнение поручения Президента Российской Федерации от 21 января 2016 г. № Пр-104 о разработке и реализации национальной программы развития управляемого термоядерного синтеза и плазменных технологий Госкорпорацией "Росатом" совместно с НИЦ "Курчатовский институт", выступившим ее инициатором, а также с организациями Российской академии наук разработан проект национальной программы развития управляемого термоядерного синтеза и плазменных технологий на период до 2035 года.

На основании положений данной программы и был сформирован федеральный проект "Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий" в структуре комплексной программы "Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года" в соответствии с Указом 270. Настоящий федеральный проект включает набор мероприятий, обеспечивающих к 2024 году основу развития научно-исследовательской инфраструктуры, выполнения научных исследований и разработок, совершенствования системы информационного обмена в Российской Федерации в области управляемого термоядерного синтеза и плазменных технологий.

[1] "Быстрым" принято называть реактор на быстрых нейтронах – ядерный реактор, в активной зоне которого нет замедлителей нейтронов и спектр нейтронов близок к энергии нейтронов деления (~100 кэВ–10 МэВ).

[2] В период 2010–2019 гг. термоядерные исследования в РФ частично финансировались из средств федеральной целевой программы "Ядерные энерготехнологии нового поколения" [5], включая сооружение установки Т-15МД. Основным разработчиком и государственным заказчиком этой программы выступала Госкорпорация "Росатом".

ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ И СТРУКТУРА ФП-3

Реализация ФП-3 и Программы РТТН в целом призвана сыграть роль мощного прорывного фактора, стимулирующего развитие широкого спектра индустриальных и технологических сегментов экономики страны. Организация и проведение крупномасштабных научно-технических исследований в рамках мероприятий Программы РТТН способны выполнить "вытягивающие" функции для промышленного освоения, внедрения и развития передовых промышленных технологий. Сегодня очевидно, что дальнейший прогресс в области термоядерных исследований немыслим без:

• модернизации существующих и создания новых термоядерных установок и плазменных стендов;

• разработки ядерных технологий бланкета термоядерного реактора;

• разработки и внедрения физических и технологических диагностических средств нового поколения;

• освоения и внедрения технологии высокотемпературной сверхпроводимости для создания квазистационарных магнитных систем;

• разработки новых конструкционных материалов и технологий;

• освоения и внедрения технологий контроля энергопотоков и защиты первой стенки реактора, неиндукционного нагрева плазмы и поддержания тока;

• развития теоретической базы исследования плазмофизических процессов и разработки программ трехмерного моделирования плазмофизических процессов фундаментального и прикладного значения;

• широкого внедрения современных систем автоматизированного управления и контроля проведения экспериментов и технологических систем; создание интеллектуальных управляющих и аналитических информационных систем;

• освоения и внедрения потоковой обработки экспериментальных данных в режиме реального времени.

Параллельно необходимо организовать процесс непрерывной и системной подготовки профессиональных кадров соответствующей квалификации и их закрепления в данной области науки и инженерии. В качестве первого этапа решения указанных задач и следует рассматривать ФП-3.

Условно весь ФП-3 можно разделить на пять направлений исследований.

Исследования и разработки по базовым термоядерным технологиям

К "базовым" термоядерным технологиям мы относим технологии, необходимые для осуществления магнитного удержания высокотемпературной термоядерной плазмы без учета конечной цели этого удержания: создание "чистого" энергетического реактора или термоядерного источника нейтронов (ТИН), необходимого для реализации концепции гибридного реактора. В первую очередь, речь идет о разработке систем электромагнитного и корпускулярного нагрева плазмы с мощностными параметрами, отвечающими современным представлениям о необходимой мощности таких систем. Кроме того, планируется детально отработать инновационную технологию литиевой защиты первой стенки реактора и дивертора, которая, как предполагается, может позволить сделать следующий важный шаг к достижению реакторных параметров плазмы, удерживаемой в токамаках.

Несмотря на то, что ФП-3 в основном ориентирован на продвижение в области УТС с использованием токамаков, элементы различных систем, относящихся к сфере базовых технологий, зачастую проще и наглядней отрабатывать не в замкнутых (токамаках и стеллараторах), а в открытых конфигурациях (пробочных ловушках). И наоборот, оснащенные инновационными технологическими системами открытые ловушки способны продемонстрировать новое качество удержания плазмы, что служит основанием для продолжения соответствующих исследований, в том числе экспериментальных.

Исследования и разработки по гибридным реакторным технологиям и системам

В России разработки и исследования в области УТС практически с самого их начала в 1951 г. развиваются в направлениях освоения энергии как "чистого" термоядерного синтеза, так и в сфере создания гибридных систем. Концепцию гибридного реактора следует рассматривать в увязке с ключевыми проблемами атомной энергетики по обеспечению ее устойчивого развития и замыкания топливного цикла. Главное преимущество гибридного термоядерного реактора по сравнению с любой другой ядерной установкой, обеспечивающей конверсию сырьевых изотопов в делящиеся, заключается в использовании термоядерных нейтронов высокой энергии, что позволяет почти в десять раз увеличить интенсивность наработки новых делящихся изотопов из сырьевых при одинаковой мощности установок. Это важнейшее качество приводит к тому, что присутствие гибридных термоядерных реакторов в структуре ядерной энергетической системы мож-

но ограничить небольшой долей (менее 15%) и при этом в полном объеме решить проблему обеспечения топливом. Реакторы деления, составляющие основу существующей атомной энергетики, будут обеспечены делящимися изотопами, произведенными в гибридных реакторах. Одновременно с этим гибридные реакторы будут обеспечены тритием, наработанным в реакторах деления. Вторая традиционно обсуждаемая задача гибридных реакторов – высокоэффективное дожигание минорных (младших) актинидов (МА), накапливающихся в результате работы ядерных реакторов деления, – потенциально также решаема, однако имеет конкурентоспособную альтернативу в виде жидкосолевых реакторов и в этом смысле, по мнению авторов настоящей статьи, менее привлекательна. Отметим, что разработки проекта исследовательского жидкосолевого реактора как прообраза реактора-дожигателя МА, а также ряда обеспечивающих технологий включены в федеральный проект 4 “Разработка новых материалов и технологий для перспективных энергетических систем” Программы РТТН.

Актуальность концепции гибридного реактора основывается еще и на том, что современный уровень знаний и имеющиеся наработки в области УТС достаточны для создания “плазменного сердца” гибридного реактора – ТИН, требования к параметрам плазмы и конструкционным материалам в котором заметно ниже, чем для энергетического термоядерного реактора, и возможность удовлетворения которых уже подтверждена экспериментально. Разумеется, помимо создания собственно ТИН необходимы обеспечивающие работы, подтверждающие работоспособность элементов бланкета, технологии подготовки/очистки/переработки его топливной композиции, технологии тритиевого цикла и пр. Проведение таких работ также запланировано в рамках ФП-3.

Лазерный термоядерный синтез и технологии

Хотя ФП-3 формировался преимущественно как проект в области магнитного УТС, тем не менее было решено включить в него некоторые работы, прямо или косвенно относящиеся к инерционному (конкретно – лазерному) термоядерному синтезу, принцип которого состоит в поджиге (микровзрыве) термоядерной мишени за время, меньшее времени ее разлета. Лазерный термоядерный синтез, разрабатываемый как альтернатива методу магнитного удержания, обеспечивает помимо всего прочего решение ряда специальных задач и продвижение в области фундаментальной науки – изучения пространственно-временной структуры материи и неизвестных явлений на стыке физики высоких энергий и физики сверхсильных полей.

Работы, запланированные по данному направлению в рамках ФП-3, нацелены на создание в будущем лазерного центра на основе принципиально нового уникального источника света с мощностью 0.1–0.2 эксаватта, в сотни раз превосходящей лучшие мировые аналоги. Задача создания такого источника как перспективной установки класса “мега-сайенс” не потеряла своей актуальности за прошедшие 10 лет [8].

Разработка инновационных плазменных технологий, в том числе опытно-промышленных

Данное направление представлено в ФП-3 с целью продемонстрировать продуктивность термоядерной науки на примерах устройств и технологий, пригодных для освоения промышленностью уже на современном этапе. Предполагается довести до опытно-промышленного и даже промышленного уровня ряд разработок для машиностроительного производства, медицинской техники, космоса и др., основанных на использовании плазменных технологий. Параметры созданных устройств будут превышать мировой уровень, что обеспечит экспортную пригодность разработанной техники. Их испытания будут проведены на созданных или модернизированных отечественных экспериментальных стендах.

Разработка нормативной базы термоядерных и гибридных систем, обеспечение лицензионной деятельности, обмен научно-технической информацией

Включение в состав ФП-3 данного направления обусловлено давно назревшей необходимостью приступить к системной разработке нормативных документов, регулирующих сферу взаимоотношений и ответственности участников использования объектов УТС, что становится особенно важно при продвижении в область реальной термоядерной энергетики, объекты которой необходимо рассматривать с точки зрения радиационной и нейтронной безопасности, а также ядерной безопасности в целом. Такая работа должна быть организована совместно с надзорными органами и опираться на взаимодействие с МАГАТЭ.

Наряду с выполнением поисковых и технологических работ необходимо наладить полноценный обмен информацией и обеспечить быстрый и информативный доступ к уже имеющимся и вновь нарабатываемым данным всех участников проекта. Разработка и введение в строй соответствующей информационной системы также предполагается в рамках ФП-3.

ОЖИДАЕМЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И КЛЮЧЕВЫЕ УЧАСТНИКИ ФП-3

Задачи федерального проекта ФП-3 в составе комплексной программы РТТН требуют комплексного же подхода к их решению. Так, в число составляющих ФП-3 включены как мероприятия по выполнению научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ (НИР и ОКР), так и по строительству, модернизации и/или техническому перевооружению объектов УТС на территории России.

Говоря о таких объектах, в первую очередь необходимо отметить работы по оборудованию системами дополнительного нагрева плазмы и генерации тока токамака Т-15МД – первого отечественного среднемасштабного "итэроподобного" токамака, который должен стать основной исследовательской термоядерной установкой в стране на ближайшее десятилетие.

Токамак Т-15МД в НИЦ "Курчатовский институт" будет укомплектован традиционным для российских токамаков мощным гиротронным комплексом для электронного циклотронного нагрева плазмы, разработанным Институтом прикладной физики РАН (до 5 гиротронов-мегаваттников с рабочей частотой 112 ГГц), и системой инжекционного нагрева плазмы суммарной мощностью не ниже 6 МВт (3 инжектора по 2 МВт каждый с энергией инжектируемых атомов до 75 кэВ). Развитие в рамках ФП-3 инжекторной технологии должно привести к созданию новых устройств: атомарного инжектора с током не ниже 150 А при энергии атомов в пучке не ниже 15 кэВ и ионного источника для атомарных инжекторов различного назначения с мощностью до 7.5 МВт и энергией атомов в пучке не ниже 500 кэВ. Разработка указанных устройств планируется для использования в токамаке реакторных технологий (ТРТ), речь о котором пойдет ниже. Основным разработчиком инжекторной техники при реализации ФП-3 выступает Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН.

На втором этапе техперевооружения установку Т-15МД предполагается оснастить системой ионного циклотронного и нижнегибридного нагрева плазмы мощностью соответственно 6 и 4 МВт. В случае успешного завершения модернизации суммарная мощность систем дополнительного нагрева плазмы на токамаке превысит 20 МВт.

Одной из важных особенностей токамака Т-15МД должна стать запланированная длительность рабочего разряда до 1/2 минуты; такую же длительность должны обеспечивать все системы дополнительного нагрева плазмы и генерации тока. При этом плотность потока энергии на первую стенку составит 0.3 МВт/м^2, что позволит на реальном эксперименте отработать технологию по созданию замкнутого контура циркуляции лития в камере токамака в квазистационарном режиме работы в условиях как омического, так и неиндукционного нагрева.

Разработки средств ионного циклотронного и нижнегибридного нагрева плазмы будут координироваться Физико-техническим институтом им. А.Ф. Иоффе РАН. Будет создан и испытан экспериментальный образец модуля антенны на мощность до 400 кВт, разрабатываемый в качестве составного элемента перспективной антенны для существующего (Т-15МД) и будущего (ТРТ) российских токамаков.

Разрабатываемые технологии будут тестироваться в том числе на существующих компактных (сферических) токамаках. В экспериментах на установке ФТ-2 будет осуществлен центральный нижнегибридный нагрев ионов в плотной (до 10^{20} м$^{-3}$) плазме компактного токамака. На установке Глобус-М2 впервые в мире будет апробирован метод ввода волн нижнегибридного диапазона частот в плазму сферического токамака с целью замещения омического тока на уровне 200–250 кА. Также будет апробирован метод комбинированного нагрева (инжекционного и ионного циклотронного) плазмы в сферическом токамаке с целью получения максимального давления плазмы и температуры ионов $T_i > 2$ кэВ; при этом мощность инжекции пучков нейтральных атомов достигнет 1 МВт.

Наиболее масштабным объектом, строительство которого запланировано в рамках ФП-3, станет реконструкция комплекса токамака с сильным полем (ТСП) в АО "ГНЦ РФ ТРИНИТИ (г.о. Троицк, Москва) в том числе его инженерно-технических систем: энергетической, вакуумной, криогенной и др. Данные работы позволят обеспечить возможность размещения на базе комплекса прототипа токамака реакторных технологий (ТРТ), сооружение которого представляется следующим важным этапом на пути создания гибридного реактора. Новые материалы, магнитная система на базе ВТСП, технологии гибридного бланкета, эксперименты с преобразованием энергии – вот вкратце идеологическая основа установки ТРТ, проект которой должен быть разработан к 2024 г.

Магистральное развитие исследований в области открытых систем будет обеспечено разработкой концепции ГДМЛ – газодинамической многопробочной ловушки, сочетающей, как предполагается, достоинства ловушек обоих типов – многопробочной и газодинамической (см., например, [9, 10]). До 2024 года будет создана импульсная модель газодинамической многопробочной ловушки длиной 10 метров, в которой рассчитываем на подавление продольных потерь в многопробочном режиме не менее 3 раз. В экс-

периментах на ловушках КОТ (Компактный Осесимметричный Тороид) и СМОЛА (Спиральная Магнитная Открытая ЛовушкА) будут проверены принципы удержания плазмы высокого давления и с вращением в винтовом магнитном поле. Работы в области открытых ловушек применительно к УТС сегодня ведутся только в ИЯФ СО РАН.

В рамках ФП-3 планировалось начать строительство лазерного центра на основе принципиально нового субэксаваттного источника света. Параллельно будут разработаны, изготовлены и испытаны все основные элементы создаваемого уникального лазерного комплекса, включая модули с мощностью 15 петаватт каждый и инженерную инфраструктуру лазерного комплекса. Будет создан лабораторный макет не имеющего аналогов в мире модуля драйвера для лазерного термоядерного синтеза с диодной накачкой. Работы по этому направлению будут выполняться в кооперации институтов РАН (ИПФ РАН, ФИАН и др.) и Госкорпорации “Росатом” (ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ” и др.).

Следует отметить также создание небольшого учебного-демонстрационного токамака МИФИСТ в НИЯУ МИФИ, предназначенного для профессиональной подготовки кадров в области УТС и автоматизации физического эксперимента, которая должна стать “визитной карточкой” установки МИФИСТ [11, 12].

В дополнение к вышеперечисленному в ходе реализации ФП-3 предстоит создать или модернизировать ряд инженерно-экспериментальных стендов, с использованием которых будут отрабатываться практические приложения результатов проведенных исследований. К числу таких результатов можно отнести разрабатываемые образцы промышленных установок по нанесению технологических покрытий различного назначения, технологии создания компонент радиационно-стойкой электронной элементной базы на основе монокристаллических алмазов и многое другое. Следует выделить также разработки полностью отечественных высокотемпературных сверхпроводников и изделий из них (АО “НИИЭФА”, АО “ВНИИНМ”, НИЦ “Курчатовский институт”, ОАО “ВНИИКП”).

Будет сделан качественный скачок в разработке и создании мощных плазменных ракетных двигателей нового поколения со значениями параметров, в 5–10 раз превышающими значения параметров существующих электрореактивных двигателей. В том числе, будут разработаны и испытаны лабораторные макеты безэлектродного плазменного двигателя мощностью 10 и 100 кВт, новые образцы магнитоплазменных, холловских и ионных двигателей мощностью от 50 до 150 кВт и значениями удельного импульса 500–1500 с с ресурсом не ниже 20000 часов. Такие устройства необходимы как для осуществления дальних перелетов, так и для сохранения паритета в космосе в околоземном пространстве. Центрами ответственности в выполнении этих работ являются НИЦ “Курчатовский институт”, АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ”, АО ГНЦ “Центр Келдыша”.

Работы по направлению плазменных технологий призваны укрепить позиции России в разработке и производстве гиротронов – мощных генераторов СВЧ-излучения, используемых для циклотронного нагрева электронов плазмы, длительной генерации тока в токамаках, а также для ряда прикладных задач. Будут созданы новые теоретические подходы и разработаны новые принципы и схемы реализации мощных источников излучения, в том числе с управляемым спектром, широкополосных (с полосой 10%) и стабилизированных по частоте (с относительной стабильностью частоты 10^{-8}). Разработаны непрерывные источники излучения для спектроскопии и диагностики различных сред на частотах 0.5–0.8 ТГц при мощности не менее 50 Вт. Будут созданы опытные образцы квазистационарных и импульсных источников электромагнитного излучения до мультимегаваттного уровня мощности различных назначений и спектральных диапазонов. Среди участников мероприятий направления прикладных плазменных технологий – более десятка организаций различного ведомственного подчинения.

Разумеется, мероприятия ФП-3 направлены не только на укрепление материально-технической базы российских исследований в области УТС и плазменных технологий, но и собственно на проведение таких исследований, как экспериментальных, так и теоретических, постановка задач и описание намеченных результатов которых должны стать предметами отдельных публикаций.

ОРГАНИЗАЦИЯ РАБОТ, УСЛОВИЯ ФИНАНСИРОВАНИЯ И СРОКИ ВЫПОЛНЕНИЯ ПРОЕКТА

Масштабность и ресурсоемкость заявленных в ФП-3 и в Программе РТТН в целом задач требует весьма объемного финансирования и четкости в организации работ – особенно с учетом ограниченного срока выполнения Программы до 2024 г. включительно. Постановлением Правительства Российской Федерации от 10.07.2020 № 1019 нормы, предусмотренные Положением об организации проектной деятельности в Правительстве Российской Федерации, установленные Постановлением Правительства Российской Федерации от 31.10.2018 № 1288 и применяемые в отношении национальных проектов и федеральных проектов в составе национальных проектов, рас-

пространены на Программу РТТН и федеральные проекты в ее составе. Тем самым, Программа РТТН приравнена к национальным проектам.

Куратором комплексной программы РТТН (14-го национального проекта) от Правительства Российской Федерации определен заместитель Председателя Правительства Российской Федерации А.В. Новак, возглавляющий Проектный комитет Программы РТТН. Руководителем национального проекта является генеральный директор Госкорпорации "Росатом" А.Е. Лихачев, а администратором – статс-секретарь – заместитель генерального директора по обеспечению государственных полномочий и бюджетного процесса Госкорпорации "Росатом" С.Г. Новиков. Головной научной организацией Программы РТТН определен НИЦ "Курчатовский институт".

Аналогичная схема руководства реализована и на уровне федеральных проектов в составе Программы РТТН. Так, координатором ФП-3 также является А.В. Новак, а руководителем федерального проекта – заместитель генерального директора по науке и стратегии Госкорпорации "Росатом" Ю.А. Оленин. Функции администратора проекта возложены на Н.А. Ильину, директора по управлению научно-техническими программами и проектами – директора Департамента научно-технических программ и проектов Госкорпорации "Росатом". Научным руководителем проекта является В.И. Ильгисонис, директор направления научно-технических исследований и разработок Госкорпорации "Росатом", а директором НИОКР – заместитель генерального директора АО "ГНЦ РФ ТРИНИТИ" К.И. Ильин.

Финансирование Программы РТТН осуществляется как из средств федерального бюджета, так и из собственных средств Госкорпорации "Росатом" (более 50% общего объема). На первом этапе утвержденный объем бюджетного финансирования Программы РТТН составил 84 млрд. руб., из них около 32 млрд. руб. приходится на ФП-3. Объем дополнительного бюджетного финансирования Программы РТТН в настоящее время (т.е. на середину июля 2021 г.) является предметом согласования. По аналогии с остальными национальными проектами прорабатывается вариант продления срока реализации Программы РТТН до 2030 г. с пропорциональным увеличением финансового обеспечения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наряду с системными исследованиями в области физики плазмы и плазменных технологий, палитра которых, как следует из вышеизложенного, довольно широка, а также с развитием обеспечивающей эти исследования инфраструктуры, роль ФП-3 видится в закладке фундамента следующего этапа движения к "термоядерному эльдорадо". Таким этапом сегодня представляется сооружение токамака ТРТ – установки, во многом опирающейся на опыт проекта ИТЭР и новые идеи, возникшие в ходе его реализации. Многие мероприятия ФП-3 так или иначе нацелены на проработку научного обоснования и даже отдельных элементов этой установки, проект которой должен быть полностью сформирован в ближайшие несколько лет. Некоторые результаты такой проработки публикуются в настоящем выпуске журнала, который в силу этого имеет чуть более технический уклон по сравнению со стандартами "Физики плазмы".

Тем не менее, авторы надеются на то, что статьи настоящего выпуска дадут старт серьезным физическим дискуссиям, станут предметом активного обсуждения и основой новых предложений для включения в ФП-3, в том числе на страницах журнала "Физика плазмы".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. http://www.kremlin.ru/acts/bank/45436
2. http://proryv2020.ru
3. http://www.niiar.ru/mbir; http://mbir-rosatom.ru
4. http://www.niiar.ru/node/101
5. Постановление Правительства Российской Федерации от 3 февраля 2010 года № 50.
6. *Велихов Е.П., Смирнов В.П.* // Вестник РАН. 2006. Т. 76. № 5. С. 419.
7. *Велихов Е.П., Ильгисонис В.И.* // Вестник РАН. 2021. Т. 91. № 5. С. 470.
8. https://www.cremlin.eu/e17712/e60827/Passport_X-CELS.pdf
9. *Beklemishev A., Anikeev A., Astrelin V., Bagryansky P., Burdakov A. et al.* // Fusion Science and Technology. 2013. V. 63. Iss. 1T. P. 46.
10. *Yakovlev D.V., Bagryansky P.A., Beklemishev A.D. et al.* // 28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2020), Contr. ID: 1280.
11. *Курнаев В.А., Воробьев Г.М., Николаева В.Е., Крат С.А. и др.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2019. Т. 10. № 1. С. 24.
12. *Кирнева Н.А., Воробьев Г.М., Ганин С.А., Дрозд А.С. и др.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2020. Т. 43. № 3. С. 90.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 11, с. 970–985

ТОКАМАКИ

УДК 533.9

ТОКАМАК С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ (TRT): КОНЦЕПЦИЯ, МИССИИ, ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И ОЖИДАЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

© 2021 г. А. В. Красильников[a, *], С. В. Коновалов[a, b, **], Э. Н. Бондарчук[a, c], И. В. Мазуль[a, c], И. Ю. Родин[c], А. Б. Минеев[a, c], Е. Г. Кузьмин[a, c], А. А. Кавин[a, c], Д. А. Карпов[a, c], В. М. Леонов[a, b], Р. Р. Хайрутдинов[a, d], А. С. Кукушкин[a, b, e], Д. В. Портнов[a], А. А. Иванов[f], Ю.И. Бельченко[f], Г.Г. Денисов[g]

[a] *Частное учреждение государственной корпорации по атомной энергии "Росатом", "Проектный центр ИТЭР", Москва, Россия*

[b] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*

[c] *Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (НИИЭФА), Санкт-Петербург, Россия*

[d] *ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия*

[e] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия*

[f] *Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*

[g] *Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

**e-mail: a.krasilnikov@iterrf.ru*

***e-mail: konoval.san@gmail.com*

Поступила в редакцию 05.04.2021 г.
После доработки 28.05.2021 г.
Принята к публикации 02.06.2021 г.

Существенный прогресс в развитии высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) второй группы сделал возможным проектирование квазистационарного токамака с реакторными технологиями (TRT) с высоким магнитным полем ($B_{t0} = 8$ Тл). Увеличенное магнитное поле обеспечит достижение термоядерных режимов плазмы токамака с $Q > 1$ при существенно уменьшенных размерах установки ($R_0 = 2.15$ м, $a = 0.57$ м), а, следовательно, и ее стоимости. TRT будет способен работать в квазистационарных режимах (≥100 с) с водородной, гелиевой и дейтериевой плазмой (с n_e до 2×10^{20} м$^{-3}$) и в режимах с короткими ($\Delta t < 10$ с) дейтерий-тритиевыми разрядами с $Q > 1$, ограниченными радиационным разогревом тороидальных катушек. TRT разрабатывается как плазменный прототип как чистого термоядерного реактора, так и термоядерного источника нейтронов для гибридного (синтез-деление) реактора. Миссиями TRT являются разработка и интеграция в одной установке ключевых термоядерных технологий: ВТСП электромагнитной системы, работающей при экстремально высоком магнитном поле; металлических и литиевых жидкометаллических первой стенки и инновационного дивертора; уникальных передовых систем дополнительного нагрева и безындукционной генерации тока плазмы включая инжекцию атомарных пучков с энергией 0.5 МэВ и мощностью несколько десятков МВт, систему электронно-циклотронного нагрева на мегаватных гиротронах с частотой 230 ГГц суммарной мощностью ~10 МВт, систему ионного циклотронного нагрева на частотах 60–80 МГц мощностью несколько МВт; тритиевого комплекса; технологии дистанционного управления; совместимых с термоядерным реактором диагностик; технологии поддержания квазистационарных плазменных разрядов; технологии работы токамака в режиме горения термоядерной плазмы с доминированием нагрева альфа-частицами в центре плазменного шнура в ограниченных радиационным разогревом тороидальных катушек дейтерий-тритиевых экспериментах. Представлены результаты концептуального проектирования основных компонентов TRT и ожидаемые характеристики его работы. Показано, что TRT обладает широким операционным окном для исследований реакторных режимов. Высокое магнитное поле обеспечивает необходимые запасы по величине давления, МГД-устойчивости и управляемости плазмы. Реализация продвинутых концепций дивертора и первой стенки, в т.ч. и с применением жидкометаллических технологий обеспечит оптимальный выбор конструкций для надежного управления потоками тепла и частиц в реакторных условиях. Передовые системы дополнительного нагрева и генерации тока позволят реализовать реакторные режимы работы как в импульсном, так и стационарном режимах. Расчеты сценариев разряда TRT показывают, что в пересчете на равнокомпонентную DT смесь реализуемы

длительные (>100 с) разряды с нейтронным потоком на стенку более 0.5 МВт/м^2 и стационарные разряды с потоком порядка 0.2 МВт/м^2. Тем самым TRT является реальным прототипом источника термоядерных нейтронов для гибридного реактора.

Ключевые слова: токамак с реакторными технологиями, ВТСП, высокое магнитное поле, квазистационарный разряд, дивертор, термоядерная плазма

DOI: 10.31857/S0367292121110196

1. ВВЕДЕНИЕ

Термоядерная энергетика является принципиальным шагом к чистой, не производящей выбросы CO_2 энергетике будущего. Термоядерный синтез внутренне безопасен, имеет неисчерпаемые источники топлива, высокую плотность генерации мощности и не производит существенных количеств радиационных отходов. В связи с заметными изменениями климата, термоядерный синтез, как чистый источник энергии, несомненно, должен быть разработан и проинтегрирован в мировую энергетику в кратчайшие сроки.

Достижение коэффициента термоядерного усиления $Q > 1$ было и до настоящего времени является целью исследований на различных установках магнитного термоядерного синтеза во всем мире. Существенный прогресс, достигнутый в понимании процессов удержания в плазме токамака, включая результаты экспериментов на T-10, TFTR, JET, JT-60U, D-IIID, Alcator C-Mod, FTU, EAST, KSTAR и разработка технологий и физической базы ИТЭР [1] обеспечили основу для следующего шага в проектировании токамака с термоядерной плазмой.

Транспортные процессы в токамаке в существенной мере определяются величиной ларморовского радиуса, и поэтому удержание в плазме заметно улучшается с уменьшением отношения ларморовского радиуса к малому радиусу плазмы. Это может быть достигнуто увеличением магнитного поля. Важно отметить, что при повышении магнитного поля также расширяются операционные режимы плазменных разрядов по плотности и давлению плазмы. Принимая все это во внимание, все современные проекты реакторов с термоядерной плазмой включая ITER, DTT и SPARC разработаны под максимальное магнитное поле, которое может быть обеспечено используемой технологией проводников электромагнитной системы (ЭМС). Существенный прогресс в улучшении характеристик и производстве редкоземельных барий-медь-оксидных (REBCO) высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) обеспечил уникальную возможность спроектировать электромагнитную систему, способную создать на оси токамака стационарное магнитное поле порядка 8 Тл и выше. Однако дальнейшее увеличение поля потребует выработки дополнительных технических решений, а также создания и использования дорогостоящих конструктивных материалов для обеспечения необходимой механической прочности магнитной системы токамака. Критически важным для проектирования токамака с термоядерной плазмой является факт, что REBCO ВТСП продемонстрировали функционирование при сверхвысоких полях в широком температурном диапазоне от 5 K до 30 K, что обеспечивает достаточно широкий диапазон допустимого радиационного нагрева обмоток ЭМС. Высокое магнитное поле делает возможным достижение зажигания в плазме токамака при существенно уменьшенных размерах реактора, а, следовательно, и его стоимости. Такой компактный, токамак-реактор с высоким магнитным полем с коэффициентом термоядерного усиления $Q > 1$ является в дополнение к проекту ИТЭР необходимым шагом для развития работ как по чистому термоядерному синтезу, так и по проектированию гибридного (синтез–деление) реактора.

TRT – токамак с реакторными технологиями является компактным стационарным токамаком с высоким магнитным полем, с ЭМС из ВТСП, с дейтериевой термоядерной плазмой, с возможностью ограниченных радиационным разогревом ДТ экспериментов, разрабатываемым учреждением ГК Росатом “Проектный центр ИТЭР” в кооперации со специалистами АО НИИЭФА, НИЦ “Курчатовский институт”, АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ”, ИЯФ СО РАН и ИПФ РАН.

Концептуальное проектирование и анализ эксплуатационных характеристик TRT были выполнены с использованием существующих научных и технологических баз данных, включая физическую базу данных ИТЭР, принимая во внимание имеющиеся и успешно развивающиеся: технологии первой стенки (ПС), дивертора, генерации стационарного тока (CD), методы дополнительного нагрева плазмы такие как инжекция нейтралов (NBI), электронный циклотронный резонансный нагрев (ECRH), ионный циклотронный резонансный нагрев (ICRH) и с применением кодов для моделирования поведения плазмы: DINA, TRANSMAK, ASTRA, KINX и других.

Концепция и миссии проекта TRT будут представлены в разд. 2, основные особенности конструкции установки и систем дополнительного нагрева – в разд. 3, обзор ожидаемых режимов работы будет рассмотрен в разд. 4 и в разд. 5 будет сформулировано заключение.

Более подробное обсуждение режимов работы TRT представлено в специальной статье на конференции МАГАТЭ по термоядерной энергии, прошедшей в мае 2021 г [2]. Более детально результаты концептуального проектирования основных систем и характеристики ожидаемых режимов работы TRT представлены в специальных статьях [3–15]. Концептуальные проекты ряда систем TRT, таких как системы ионного циклотронного нагрева, введения топлива, генерации стационарного тока, тритиевый комплекс, а также более детальное рассмотрение вопросов МГД-стабильности, поведения быстрых ионов, оптимизации дополнительного нагрева и генерации тока, управления горением плазмы, составе диагностического комплекса и основных направлений программы научных исследований на TRT будут опубликованы на более поздних этапах эскизного проектирования TRT.

2. КОНЦЕПЦИЯ И МИССИИ TRT

Эксперименты на TFTR [16], JET [17] и JT-60U [18] продемонстрировали рекордные величины достигнутой (с пересчетом на DT для JT-60U) термоядерной мощности и обеспечили основную часть физической базы данных для создания ИТЭР. Согласно физической базе ИТЭР [1], характеристики термоядерной плазмы могут быть улучшены посредством: разработки новых операционных режимов, увеличения размеров установки или повышения магнитного поля плазмы. Во время проектирования ИТЭР лучшим сверхпроводниковым материалом, с точки зрения максимального допустимого эксплуатационного магнитного поля, был Nb_3Sn, что и определило величину максимального магнитного поля на оси ИТЭР – 5.3 Тл и $R_0 = 6.2$ м для того, чтобы достичь требуемой работы ИТЭР с $Q = 10$.

В термоядерном сообществе достигнут консенсус о том, что ИТЭР обеспечит необходимые физическую базу и технологическую платформу, требуемые для создания будущего термоядерного реактора. Но, во-первых, проект ИТЭР не содержит всех требуемых для термоядерного реактора технологий (ВТСП-обмоток, жидкометаллических литиевых элементов первой стенки и дивертора, систем неиндуктивной генерации тока с применением геликонов), во вторых, быстрый прогресс в развитии высокотемпературной сверхпроводимости, решений по первой стенке, дивертору, неиндуктивной генерации тока и другим термоядерным технологиям открывает возможности проектирования и сооружения компактного, с сильным магнитным полем, экспериментального токамака – реактора с $Q > 1$ быстрее и с существенно более низкой стоимостью сооружения.

Представленная в настоящей работе концепция токамака с реакторными технологиями базируется на сбалансированном интегрировании имеющихся сегодня, включая создаваемых в рамках проекта ИТЭР, и рассматриваемых как безусловно достижимых новых основных термоядерных технологий с целью обеспечения достижения в TRT максимального магнитного поля, которое позволит интеграция. Многопараметрический системный анализ с основными компонентами, такими как существующее и оцениваемое как реалистичное функционирование REBCO ВТСП электромагнитных систем в токамаке с высоким магнитным полем, имеющиеся конструктивные материалы, обеспечивающие механическую прочность установки как в рабочих режимах, так и при срывах разряда, и наличие систем (NBI, ICRH и ECRH) дополнительного нагрева и генерации стационарного тока, привел к результату с определением магнитного поля на оси TRT равным 8 Тл при REBCO ВТСП магнитных катушках, функционирующих при температуре 5–20 K, обеспечиваемой криогенным комплексом с жидким и газообразным гелием. TRT рассматривается как необходимый промежуточный шаг для отработки технологий стационарных режимов будущего дейтерий-тритиевого чистого термоядерного реактора и как полномасштабный прототип термоядерного источника нейтронов (ТИН) для гибридного (синтез-деление) реактора. Программа исследований на TRT будет иметь несколько стадий: начальную с работой в водороде и гелии, затем эксперименты с квазистационарной дейтериевой плазмой и, наконец, исследования в ограниченной по времени дейтерий-тритиевой плазме.

Базирующаяся на резкой зависимости термоядерной мощности от величины тороидального магнитного поля ($\sim B_t^4$), концепция TRT принадлежит к пути к термоядерной энергетике через создание и удержание плазмы в высоком магнитном поле, представляемому такими экспериментами как T-14 [19], FTU [20], Alcator C-Mod [21] и проектами CIT [22], Ignitor [23], DTT [24] и SPARC [25]. Основные параметры TRT, полученные в рамках концептуального проектирования, показаны в таблице 1 в сравнении с параметрами других установок и проектов.

Первая миссия TRT состоит в развитии и интеграции в рамках одной установки ключевых термоядерных технологий, включая электромагнитную систему из высокотемпературных сверх-

Таблица 1. Параметры TRT в сравнении с параметрами других установок и проектов

	C-Mod	T-14	CIT	Ignitor	DTT	SPARC	TRT	ITER
Большой радиус (R_0), м	0.67	0.42*	2.1	1.32	2.11	1.85	2.15	6.2
Малый радиус (a), м	0.22	0.12*	0.65	0.47	0.64	0.57	0.57	2.0
Аспектное отношение (A)	3.0	3.3	3.2	2.8	3.3	3.2	3.77	3.1
Магнитное поле на оси (B_{t0}), Тл	8.0	12.5*	10.0	13.0	6.0	12.2	8	5.3
Ток в плазме (I_p), А	2.0	1.2*	11.0	11.0	5.5	8.7	5	15.0
Вытянутость (κ_{sep})	1.8	1	2.0	1.83	1.8	1.97	1.8	1.85
Треугольность (δ_{sep})	0.4		0.25	0.4	0.4	0.54	0.3	0.48
Длительность разряда ($\Delta t_{flattop}$), с	1	0.2	5	4	90	10	100/<10**	1000
Запас потока в индукторе (Φ_{tot}), Вс	8		75	33	33	42	~33	277
Средняя плотность ($\langle n_e \rangle$), 10^{20} м^3	2–8	8*	3	4.8	1.8	1.4	до 2	1
Энергетическое время жизни плазмы (τ_E), с	~0.1	0.06		0.62	0.43	0.77	0.33	3
Мощность дополнительн. нагрева (P_{aux}), МВт	6	3.5	20	24	45	25	до 40	73
Термоядерная мощность (P_{fus}), МВт	0	3.5*	800	96	~0.01	140	~0.5 / 40**	500
Отношение мощности, выносимой на сепаратрису, к большому радиусу (P_{sep}/R), МВт/м	~ 10			16	15	15.7	14 / 16**	15
Отношение термоядерной мощности к мощности нагрева (Q)	0	1	40	9	0	11	0.01 / >1**	10

* проектные параметры T-14 после адиабатического сжатия, ** TRT с плазмой D + малая добавка T/D-T плазма.

проводников, функционирующую при сверхсильных магнитных полях; металлические и литиевые жидкометаллические первую стенку и дивертор; передовые системы дополнительного нагрева и генерации тока плазмы включая инжекторы атомов с энергией мегаэлектронвольтного диапазона на базе источников отрицательных ионов, мегаваттные гиротроны с частотой излучения 230–260 ГГц, систему ионного циклотронного нагрева мощностью до 5 МВт в частотном диапазоне 60–80 МГц; тритиевый комплекс; технологии удаленного управления горением плазмы и совместимые с реактором диагностики. Вторая миссия TRT заключается в разработке и исследовании длительных (≥100 с) квазистационарных разрядов в плазме токамака с температурой и плотностью, близкими к требуемым для термоядерного реактора. Третьей, но не по важности, миссией TRT является разработка и исследование термоядерной плазмы с доминированием нагрева альфа-частицами в приосевой области плазменного шнура в дейтерий-тритиевых экспериментах с ограничением, связанным с допустимым радиационным нагревом тороидальных катушек.

Реализация концепции TRT приведет к созданию экономически привлекательного термоядерного реактора, что критически важно для быстрого старта термоядерной энергетики.

3. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ TRT

3.1. Параметры и концептуальный проект TRT

Концептуальный проект TRT 2020 является результатом плазма-физического анализа и интеграции концептуальных проектов ВТСП ЭМС и других термоядерных технологий, включая как создаваемые в рамках проекта ИТЭР, так новые передовые разработки последних лет. Детальный эскизный проект TRT будет представлен позже. Здесь будет представлен концептуальный проект TRT в том виде, как он существует на 31 марта 2020 года. Основные параметры и характеристи-

Таблица 2. Основные параметры TRT (2020, ВТСП) с $P_{aux/CD} = 40$ МВт и $n_e = 2 \times 10^{20}$ м$^{-3}$ (код PART, H-мода)

R_0/a, м	2.15 / 0.57		
A	3.77		
B_{t0} / B_{tc}, (B_{tc} на сверхпроводнике), Тл	8 / 15		
I_P, МА	5.0		
k_{95} / δ_{95}	1.8 / 0.3		
Конфигурация плазмы	SN (опция DN)		
Объем плазмы V_{PL}, / Поверхность плазмы $S_{//}$, м^3/м^2	25 / 70		
Гофрировка δ_{ripple}, %	0.5		
Количество тороидальных обмоток N_{TF}	16		
Плотность тока в тороидальной обмотке $\langle j_{TFi} \rangle$, МА/м^2	30		
Внутр. размер ОТП (R_{TFii}, R_{TFie}), м	0.77, 1.17		
Расстояние плазма – ОТП $\Delta_{PL\text{-}TF}$, м	0.4		
Φ_{tot}, Вс	33		
Топливо	**D**	**D + 1%T**	**D + T**
Δt_{pulse}, с	100–150	~100	<10
$P_{aux/CD}$, (NBI+ECRH+ICRH) МВт	40 (25+10+5)	40 (25+10+5)	40 (25+10+5)
Плотность электронов n_e, 10^{20} м$^{-3}$	до 2	до 2	до 2
Температура плазмы T, кэВ	6–8	6–8	7–8
Коэффициент улучшенного удержания в H-моде $H_{y,2}$	1.0–1.2	1.0–1.2	1.0–1.3
β_N	1.4	1.4	1.6
Запас устойчивости q_{95}	3.3	3.3	3.3
τ_E, с	0.3	0.3	0.3
Макс. выход нейтронов Y_n, 10^{18} n/c	0.5	1	до 15
P_{fus}, МВт	0.3	0.6	до 40
P_{sep}/R, МВт/м	14	14	17
Q	0.01	0.02	>1

ки проекта TRT представлены в табл. 1 в сравнении с Alcator C-Mod, T-14 и другими проектами и более детально в табл. 2.

Общий вид токамака TRT показан на рис. 1. Вид сверху и горизонтальное сечение TRT, а также радиальное размещение основных компонентов установки: центральный соленоид, внутренняя и внешняя ноги обмотки тороидального поля (ОТП), плазма, тепловой экран, стена криостата показаны на рис. 2.

Самым большим компонентом установки TRT является криостат [3]. Корпус одностенного криостата будет изготовлен из нержавеющей стали AISI 304L. Согласно сегодняшнему концептуальному проекту, его объем равен 1170 м^3, высота – 11 м, диаметр – 12 м и масса – 317 т. В дополнение к механическим функциям, стенки криостата работают как тепловой барьер между внешним и его внутренним пространством, где расположены вакуумная камера [3] и ВТСП элек-

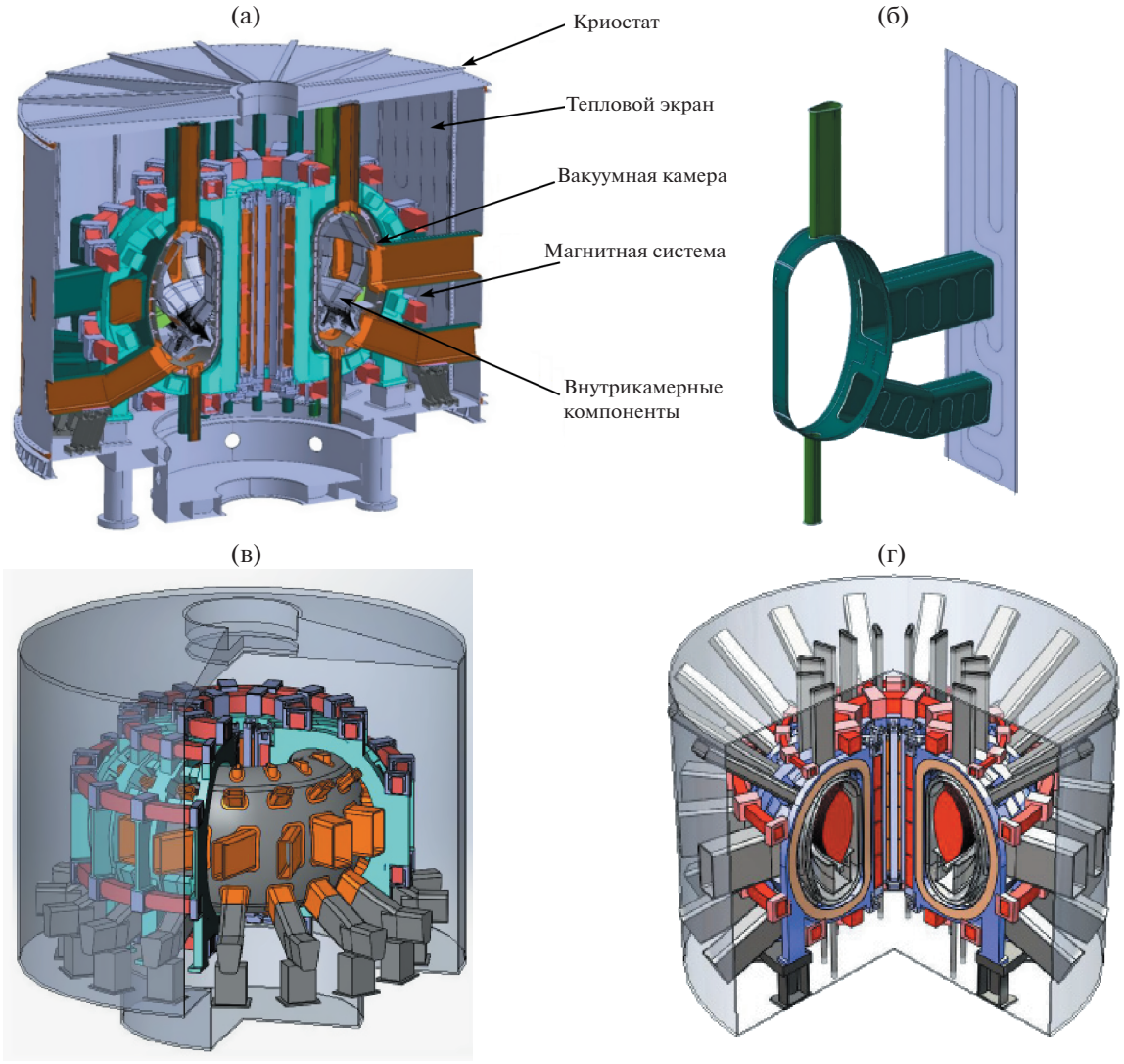

Рис. 1. Общий вид TRT (ВТСП, 2020), $R_0 = 2.15$ м, $a = 0.57$ м, $B_{t0} = 8$ Тл, $\Delta t_{pl} = 100$ с, $Y_{nDD} \sim 10^{18}$ н/с. (а) общий вид TRT в криостате, (б) термоэкраны вакуумной камеры, патрубков и стен криостата, (в, г) вакуумная камера, патрубки, магнитные катушки, внутривакуумные компоненты, плазма.

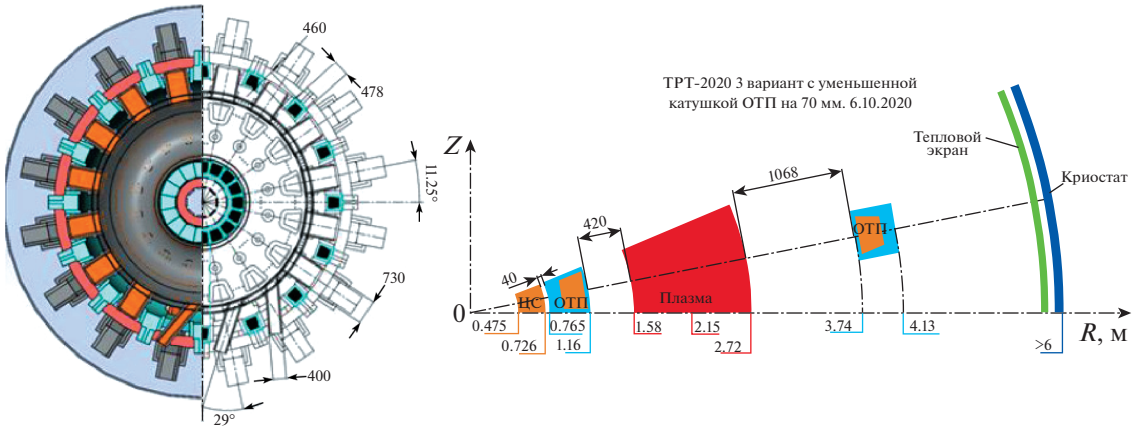

Рис. 2. TRT: слева вид сверху и горизонтальное сечение, справа радиальное размещение основных компонентов установки: центральный соленоид; внутренняя нога обмотки тороидального поля, плазма, внешняя нога ОТП, тепловой экран, стена криостата.

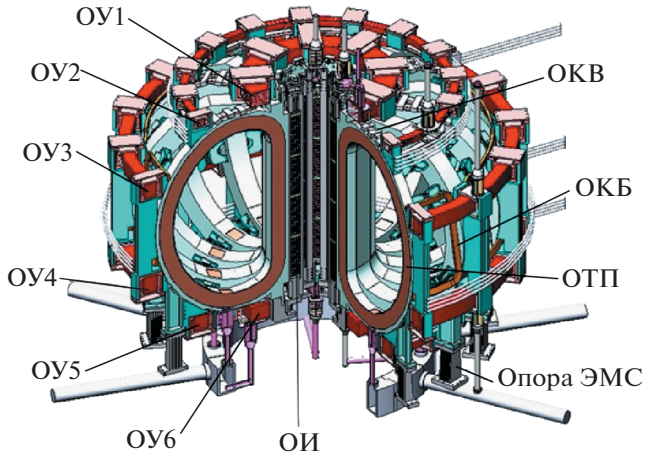

Рис. 3. ЭМС TRT. ОТП – 16 ВТСП тороидальных обмоток, ОУ – 6 ВТСП полоидальных обмоток, ОИ – 4 ВТСП секции центрального соленоида, ОК – 24 ВТСП корректирующих обмотки и 4 обмотки горизонтального управляющего поля.

тромагнитная система. Для обеспечения доступа к плазме, вакуумной камере и внутривакуумным компонентам для комплексов диагностики и дополнительного нагрева, а также для технологических систем, криостат будет иметь много различных патрубков.

Для обеспечения тепловой изоляции криогенной ЭМС от функционирующей при температуре 200°C вакуумной камеры и стенок криостата, находящихся при комнатной температуре, были специально разработаны показанные на рис. 1б), внутренний и внешний теплоизоляционные экраны. Они, по крайней мере, в 100 раз уменьшают тепловые потоки от горячих компонентов к работающим при 5 K ВТСП катушкам, обеспечивая возможность снятия остающегося теплового потока посредством криогенной системы TRT. Вакуумная откачка криостата будет выполняться 3 криогенными насосами НВК-630-20, обеспечивающими скорость откачки 14 $м^3/с$ для водорода.

Представленная на рис. 3 электромагнитная система TRT [4] состоит из 16 D-образных многовитковых неразборных обмоток тороидального поля (ОТП), 6 полоидальных обмоток управления (ОУ), 4 секций обмоток индуктора (ОИ), 24 корректирующих обмоток (ОК), 4 седлообразных обмоток горизонтального управляющего поля и 2 полоидальных обмоток для качания сепаратрисы в диверторе, показанных на рис. 4 (ДИВ#1 и ДИВ#2). Для того, чтобы обеспечить длительные (100–150 с) квазистационарные разряды с величиной приосевого магнитного поля равной 8 Тл, ОТП, ОУ, ОИ и ОК спроектированы из REBCO ВТСП [4, 5]. Их работа при близком к максимально допустимому магнитному полю на катушке (15 Тл на внутренней ноге ОТП) будет обеспечена функционированием в температурном диапазоне 5–20 K посредством гелиевого охлаждения. В процессе концептуального проектирования был проведен анализ электромагнитных нагрузок на обмотки ОТП, ОУ и ОИ. Для обеспечения устойчивости к сильным электромагнитным нагрузкам, которые будут генерироваться во время возможных срывов плазмы, основная часть ЭМС TRT спроектирована как единая механически прочная конструкция с использованием специальной нержавеющей стали. Размеры ОТП и положение ее внешней ноги спроектированы так, чтобы обеспечить гофрировку магнитного поля на внешнем обходе плазмы не выше 0.5%. Обмотки горизонтального управляющего поля размещены снаружи вакуумной камеры, но внутри ОТП, и крепятся к вакуумной камере. В обмотках горизонтального управляющего поля будет использоваться проводник из особо прочной бронзы CuCrZr или серебросодержащей меди.

Вакуумная камера (ВК) TRT (см. рис. 1 и [3]) будет иметь двустенную конструкцию из аустенитной нержавеющей стали AISI 316LN. Внешняя и внутренняя стенки ВК будут иметь толщину 25 мм и будут соединены ребрами толщиной тоже 25 мм. Внешний диаметр ВК равен 664 см, высота – 385 см, масса – 170 т. Охлаждение ВК будет обеспечиваться циркулирующей водой под давлением 1 MPa и при температуре 30°C. Анализ механических нагрузок, проведенный для конструкций ВК и пассивных стабилизирующих витков, показал, что как в стационарных режимах, так и при срывах плазмы индуцированные нагрузки будут ниже допустимых пределов.

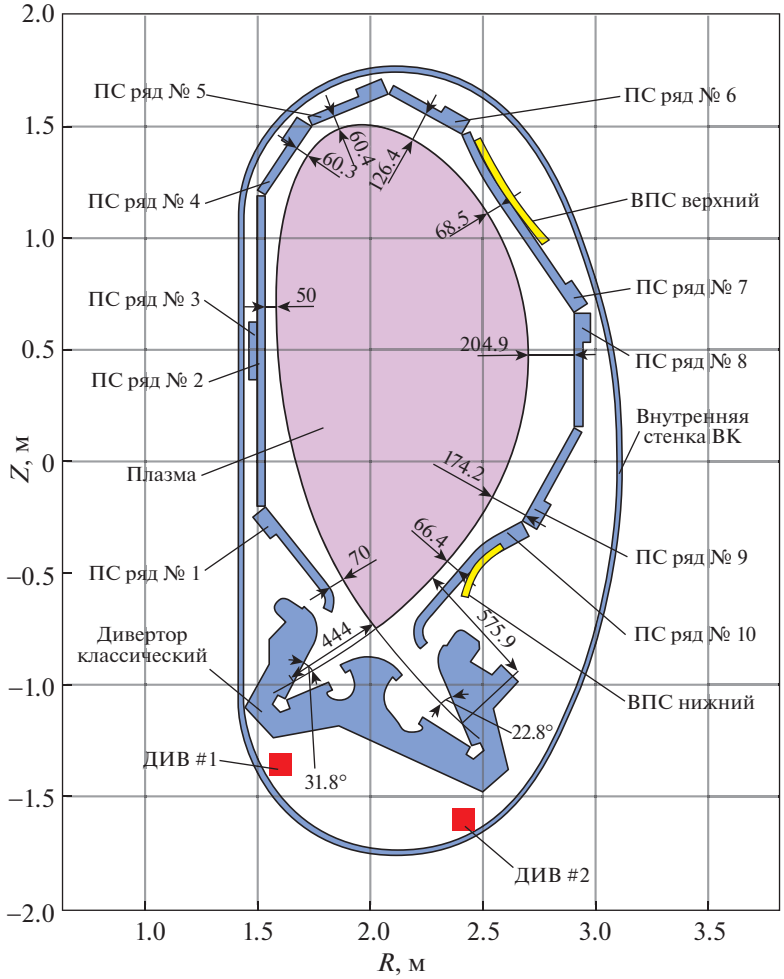

Рис. 4. Общий вид первой стенки и дивертора в начале работы TRT. Желтым показаны витки пассивной стабилизации, а красным – полоидальные витки для качания точек выхода сепаратрисы на пластины дивертора.

Для того, чтобы увеличить радиационную защиту, обеспечиваемую на TRT вакуумной камерой, во время плазменных разрядов с высоким выходом нейтронов между стенками ВК будет организована циркуляция борированной воды. Полная толщина ВК, включая размещенные на ее внешней поверхности блоки радиационной защиты составляет 220 мм. Блоки радиационной защиты спроектированы в форме коробов из нержавеющей стали общей толщиной 30 мм и содержат внутри себя слой $^{10}B_4C$ толщиной 5.5 мм и слой W толщиной 7.5 мм. Согласно проведенным с использованием MCNP кода расчетам нейтронного переноса и генерации вторичного гамма-излучения [6], такая конструкция вакуумной камеры и защитных блоков обеспечивает работу ВТСП ОТП как в течение длинных (100–150 с) разрядов TRT с дейтериевой плазмой с выходом нейтронов $Y_{nDD} = 0.5–1 \times 10^{18}$ н/с, так и во время коротких (с длительностью разряда <10 с) дейтерий-тритиевых экспериментов [4, 6].

В рамках концептуального проектирования были определены основные параметры системы водяного охлаждения/прогрева вакуумной камеры TRT как для операционных режимов TRT, так и для процедур прогрева вакуумной камеры. Гидравлические и тепловые расчеты были проведены для проектных режимов циркуляции воды в каналах между стенками и внутренними ребрами ВК для режимов работы токамака и прогрева ВК до 170°C [3].

Два варианта системы высоковакуумной откачки были просчитаны и концептуально спроектированы. Первая базируется на применении 32 турбомолекулярных насосов со скоростью откачки 1.7 м^3/с каждый по водороду, размещенных в 16 диверторных патрубках по два насоса в каждом на расстоянии 16 м от оси установки, где магнитное поле не будет превышать 5 мТ. Вторая ба-

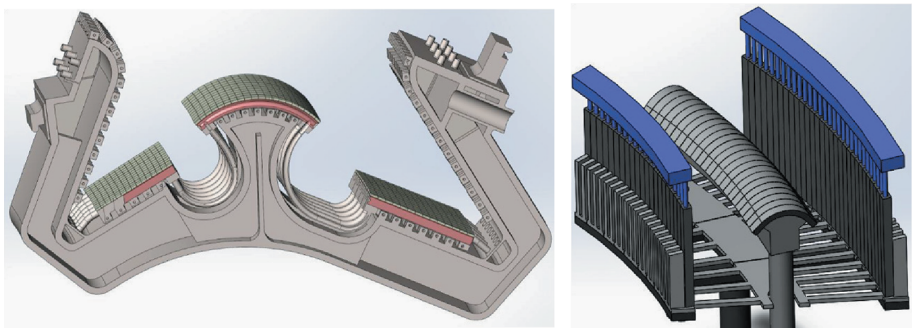

Рис. 5. 3D модели “традиционного” (слева) дивертора TRT и вариант с перемещаемыми вверх-вниз вертикальными пластинами (справа).

зируется на применении 6 криогенных насосов, размещаемых в 6 диверторных патрубках в 7 м от оси установки вне криостата. Окончательное решение о выборе системы высоковакуумной откачки будет принято на более позднем этапе проектирования.

Для того, чтобы обеспечить длительную (100–150 с) квазистационарную работу TRT с представляющей практический интерес для будущего термоядерного реактора средней тепловой нагрузкой 0.2 МВт/м^2, были выполнены работы по концептуальному проектированию первой стенки и дивертора TRT. Были выбраны материалы, разработаны предложения по конструкции и ориентации элементов первой стенки и двух вариантов дивертора по отношению к плазме и вакуумной камере TRT, принимая во внимание их совместимость с использованием лития на более поздних этапах работы TRT. Детальное описание концепций первой стенки и диверторов TRT представлено в [7]. Здесь будут показаны только обзоры предложенных конструктивных решений.

Первая стенка (ПС) TRT состоит из охлаждаемых водой модулей. Каждый модуль будет независимо монтироваться и заменяться на новый по мере необходимости. Продолжительность эксплуатации модулей первой стенки TRT, определяемая эрозией материала ПС и стрессовой усталостью, аккумулируемой в структуре ПС, оценена равной 5000 плазменным разрядам с пиковой тепловой нагрузкой до 3 МВт/м^2.

Основное назначение дивертора TRT [7] состоит в том, чтобы принять энергию и частицы, поступающие из плазмы на сепаратрису, очистить плазму от примесей, генерируемых при эрозии первой стенки, и от заряженных продуктов термоядерных реакций и обеспечить эффективную откачку внутреннего объема вакуумной камеры. В связи с тем, что поток энергии в дивертор (проектная тепловая нагрузка до 15 МВт/м^2) существенно выше, чем на ПС, длительность его эксплуатации оценивается в 1000 плазменных разрядов полной мощности.

Как для ПС, так и для дивертора будет реализовано несколько стадий в вариантах конструкции, коррелирующих с ростом мощности, вводимой и генерируемой в плазме TRT. На первой стадии конструкции базируются на знаниях и опыте, полученных в рамках проекта ИТЭР: Be и W будут использованы в качестве обращенного к плазме материала в ПС и диверторе, соответственно. Для того, чтобы быть готовыми к применению жидкого лития на следующих стадиях, со второй стадии эксплуатации дивертора и с самого начала работы ПС в их конструкциях будут использоваться трубки и компоненты из нержавеющей стали.

Концепции первой стенки на начальной стадии работы и опции дивертора TRT более подробно представлены в [7] и показаны на рис. 4 и 5.

156 модулей ПС будут организованы в 10 рядов, как показано на рис. 4. Расчетные максимальные плотности мощности составляют: ~1 МВт/м^2 для рядов 1, 6, 8, 9 и ~3 МВт/м^2 для рядов 2, 3 (расположены в 50 мм от сепаратрисы и выполняют роль диафрагмы в начале плазменного разряда), 4, 5 (квазидиверторная зона), 7, 10 (расположены в 70 мм от сепаратрисы и функционируют как охранные диафрагмы). Ряды 1 и 10 обеспечивают узкое открытие дивертора к основной плазме. В рамках концептуального проектирования разработана технология корректируемого монтажа модулей ПС на предварительно приваренные к вакуумной камере опорные структуры. Разработана система водяного охлаждения ПС, готовая снять мощность, равную 34 МВт. Тепловой анализ продемонстрировал, что сконструированная система водяного охлаждения обеспечит поддержание температуры обращенных к плазме Be компонентов около 500°C и никогда не допустит достижения лимита в 600°C во время работы TRT при максимальной мощности [7].

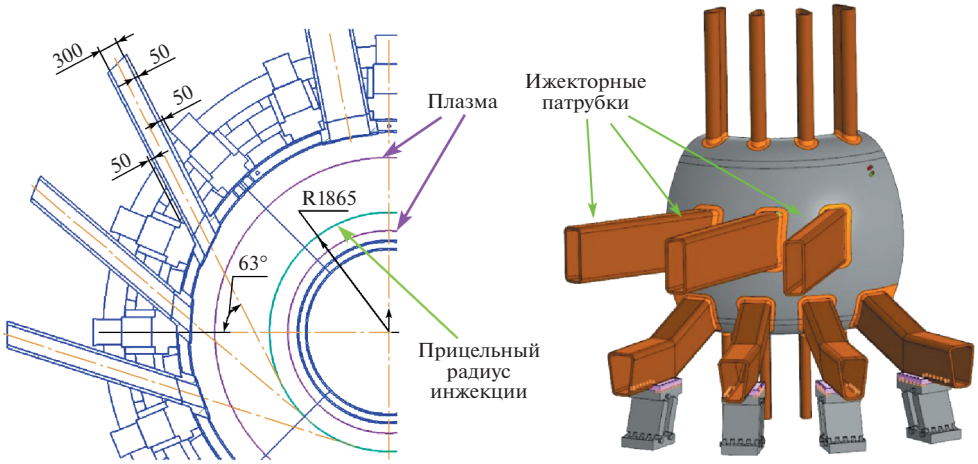

Рис. 6. Организация тангенциальных патрубков TRT для инжекции высокоэнергичных атомов.

Как показано в табл. 1 и 2, благодаря очень высокой мощности дополнительного нагрева и компактности, TRT будет работать при близких к рекордным значениях P_{sep}/R и B_tP_{sep}/R как в длинных, ~100 с, дейтериевых, так и в коротких, <5 или 10 с (в зависимости от выхода DT нейтронов), дейтерий-тритиевых разрядах. Это делает TRT превосходной экспериментальной установкой для разработки диверторных технологий термоядерного реактора. Программа разработки и исследований диверторных технологий на TRT сейчас интенсивно развивается и будет опубликована в специальной статье. Здесь мы можем отметить, что созданный концептуальный проект дивертора TRT [7, 8] включает работу на начальной стадии с подобным ИТЭРу “традиционным дивертором” (показан на рисунках 4 и 5 (слева), состоящим из 54 диверторных кассет с обращенными к плазме вольфрамовыми элементами, и разработку для второй стадии опции дивертора, состоящего из 48 секций с двигающимися вверх-вниз в процессе разряда плазмы вертикальными диверторными пластинами. Упрощенная модель варианта дивертора с вертикально двигающимися приемными пластинами представлена на рисунке 5 (справа). Оба варианта предполагают реализацию газового дивертора [7, 8], в котором существенная часть выносимой вдоль сепаратрисы энергии переизлучается внутри дивертора, что приводит к соответствующему кардинальному снижению плотности энергии в областях пересечения сепаратрисы с приемными пластинами дивертора. В предположении 50% переизлучения в диверторе поступающей из плазмы на сепаратрису энергии были проведены расчеты интегральных тепловых нагрузок на компоненты “традиционного дивертора”. Результаты расчетов показали, что 28 МВт, поступающие в такой газовый “традиционный дивертор”, будут распределяться следующем образом: 13.9 МВт на мишень внешней ноги, 7.1 МВт на мишень внутренней ноги, 2.5 МВт на купол дивертора (Дом), 3 МВт на рефлектор внешней ноги и 1.5 МВт на рефлектор внутренней ноги. Детально результаты расчетного анализа зависимостей распределения тепловых нагрузок на элементы дивертора в зависимости от ряда ключевых параметров функционирования “классического дивертора” с напуском газа представлены в [7, 8].

Разработанная в рамках концептуального проектирования последовательность монтажа элементов обеих опций дивертора TRT описана в [7]. На данном этапе проектирования TRT проводится анализ возможностей применения технологии качания областей пересечения сепаратрисой мишеней дивертора посредством использования дополнительных полоидальных катушек (ДИВ#1 и ДИВ#2 на рисунке 4 и [7]), которые планируется разместить в специально зарезервированном пространстве внутри вакуумной камеры под дивертором.

Применение в TRT технологий жидкометаллического лития детально анализируется в настоящее время [9]. В связи с множеством технологических вопросов, возникающих из-за присутствия лития внутри вакуумной камеры, его применение планируется постадийно, увеличивая количество лития от стадии к стадии от 100 г до 10 кг.

3.2. Системы дополнительного нагрева и неиндуктивной генерации тока

Представленные в табл. 1 и 2 параметры TRT соответствуют плазме в режимах H-моды (с $H_{y,2} = 1$). Для того, чтобы плазма перешла в режим удержания H-моды, требуется, чтобы уровень

мощности дополнительного нагрева P_{aux} превысил некоторую пороговую величину P_{thr}

$$P_{thr} = 0.082 \cdot n_e^{0.69} \cdot B_t^{0.91} \cdot S_{\|}^{0.96}/A_i$$
$$[\text{МВт}, 10^{20}\ \text{м}^{-3}, \text{Тл}, \text{м}^2], (\text{см. } [1])$$

Для обеспечения уверенности в достижении L–H перехода, оценку величины этого порога часто увеличивают на 30%. Для максимальных проектных параметров TRT ($n_e = 2 \times 10^{20}$ м$^{-3}$, $B_t = 8$ Тл, $S_{\|} = 70$ м^2) работающего на дейтерии ($A_i = 2$) это дает требование к необходимой для L–H-перехода мощности дополнительного нагрева $P_{L-H+} = 35$ МВт.

Выбранные для работы TRT $B_{t0} = 8$ Тл, и $n_e = 2 \times 10^{20}$ м$^{-3}$ требуют проведения специальных НИР и НИОКР по разработке эффективных систем дополнительного нагрева и генерации тока плазмы, включая инжекции высокоэнергичных атомов на базе источников отрицательных ионов, ионного циклотронного нагрева и электронного циклотронного нагрева.

3.2.1. Инжекция высокоэнергичных атомов на TRT. Как показано на рисунке 6, TRT имеет 3 тангенциальных экваториальных патрубка, специально спроектированных для инжекции пучка высокоэнергичных атомов. Все три патрубка имеют внутреннее сечение 300 мм (по горизонтали) ×1000 мм (по вертикали). Учитывая достигнутый в последнее время прогресс в разработке в ИЯФ СО РАН достаточно мощных инжекторов на базе источников отрицательных ионов с энергией до 0.5 МэВ и длительностью импульса до 100 секунд [26] в проекте TRT предусмотрена возможность интеграции шести инжекторов общей мощностью до 25 МВт в трех тангенциальных патрубках. При установке по два в каждый патрубок, один над другим, инжекторы обеспечат ввод высокоэнергичных пучков атомов водорода, дейтерия или трития близко к экваториальной плоскости тангенциально поверхности с радиусом $R = 1865$ мм. Энергия инжекции будет оптимизироваться в процессе экспериментов для того, чтобы обеспечить оптимальные распределения по малому радиусу TRT профилей нагрева и генерации неиндуктивного тока. Детально современное состояние разработки инжекторов, требуемых для TRT, и концепция их интеграции в TRT представлены в [10].

3.2.2. Электронный циклотронный нагрев и генерация тока на TRT. Работа TRT при $B_{t0} = 8$ Тл требует, чтобы система ECRH была реализована на частоте 230 ГГц. Огромный и успешный опыт Института прикладной физики РАН и АО ГИКОМ в разработке и изготовлении гиротронов мощностью 1 МВт, длительностью импульса 1000 с на частоте 170 ГГц для ИТЭР и их первые результаты в разработке гиротронов на более высоких частотах [11] являются базой для уверенности в успешном создании требуемых для TRT гиротронов с параметрами: частота ~230 ГГц, мощность ~1 МВт, длительность 100 с. Поэтому в проект TRT включен комплекс электронного циклотронного нагрева и генерации тока на частоте ~230 ГГц мощностью ~10 МВт. Для системы ECRH выделен один из экваториальных патрубков. Детально концепция комплекса ECRH TRT представлена в [11].

3.2.3. Ионный циклотронный нагрев на TRT. Применение волн ионного циклотронного диапазона частот было выбрано в качестве одного из методов дополнительного нагрева на TRT. Применение ионного циклотронного нагрева (ICRH) на TRT будет реализовано посредством излучения двумя размещаемыми в экваториальных патрубках антеннами быстрых магнитозвуковых волн, у которых вектор электрического поля направлен преимущественно перпендикулярно к магнитному полю. Частота излучаемых волн находится в диапазоне ионного циклотронного (ИЦ) резонанса, и поэтому быстрые волны взаимодействуют с ионами плазмы посредством ИЦ резонансов (фундаментальных или их гармоник).

Система ICRH TRT будет работать в диапазоне частот 60–80 МГц с $k_{\|}$ в диапазоне 8–13 м$^{-1}$. При работе TRT с $B_{t0} = 8$ Тл выбранный диапазон частот ИЦ включает приосевые циклотронные резонансы: фундаментальный для ионов малой добавки ^{3}He и вторую гармонику для T на 80 МГц, приосевой и находящийся в центральной части плазменного шнура резонансы для добавки дейтерия в DT-плазме и для добавки ^{9}Be, соответственно, при 60 МГц. Инжектированные нагревными пучками высокоэнергичные дейтоны и тритоны будут также резонансно поглощать энергию волн с частотами 60 и 80 МГц, соответственно, в результате чего будут формироваться группы быстрых ионов и соответственно расти термоядерная реактивность. За счет механизма конверсии мод будет также иметь место некоторый нагрев электронов. Эффективность всех перечисленных выше схем ICRH для нагрева в центральной области плазмы была продемонстрирована в экспериментах на TFTR [27] и JET [28]. Так как в обоих основных режимах ICRH на TRT (на 80 и 60 МГц) сразу несколько ионов будут резонансными: $^3He^{2+}$, плазменные T^+ и пучковые T^+ на частоте 80 МГц и плазменные D^+ и $^9Be^{4+}$ и пучковые D^+ на частоте 60 МГц, в экспериментах на TRT будет обеспечена возможность оптимизировать режимы ICRH, реализовать высокое поглощение волн за один проход и таким образом достичь эффективного центрального нагрева плазмы.

Во время работы TRT в H-моде система ICRH должна обеспечить эффективную работу антенн во время индуцированных колебаниями на границе плазменного шнура (ELM) быстрых и высокоамплитудных изменений нагрузки антенн. Эту сложнейшую проблему планируется разрешить с помощью применения внешней T-сопряженной системы согласования импеданса (External Conjugate-T (ECT) impedance matching system) примененной на JET [29] или быстрой ферритовой настройки в реальном времени (Fast Ferrite Tuners-FFT) примененной на Alcator C-Mod [30].

К сожалению, ICRH практически всегда вызывает рост концентрации примесей в плазме. Поток примесей в плазму генерируется взаимодействием ионов, ускоренных на периферии плазмы медленной волной антенны, с первой стенкой и поверхностью антенны. Для того, чтобы исключить генерацию медленной волны на токамаке C-Mod была успешно применена четырехвитковая, сориентированная поперек магнитного поля антенна [31]. Разработка и успешное применение трехвитковой антенны обеспечило возможность снижения наведенных токов в корпусе антенны, и таким образом снижение локального высокочастотного потенциала, что в экспериментах на ASDEX Upgrade [32] продемонстрировало существенное снижение поступления в плазму примесей в сравнении с работой с двухвитковой антенной.

Результаты анализа на настоящей стадии разработки показывают, что конструкция трех- или четырехвитковых антенн с ориентацией витков поперек магнитного поля, позволяющая существенно снизить наведенные токи в корпусе антенны и обеспечивающая возможности изменения спектра $k_{\|}$, полностью размещаемая в просвете (63 см ширина и 100 см высота) экваториального патрубка, представляется очень эффективной для TRT и должна обеспечить уровень мощности ICRH в несколько МВт. В частотном диапазоне 60–80 МГц будет реализовано несколько схем ICRH с высоким поглощением волн в центральной области плазменного шнура, хорошей связью антенн с плазмой и с применением продемонстрированных как эффективных решений по управлению потоками примесей и индуцированными периферийными колебаниями (ELM) быстрыми изменениями нагрузки антенны. Схемы ICRH с ускорением инжектированных нагревными пучками быстрых дейтонов и тритонов будут также применены для того, чтобы увеличить поглощение волн и полный выход нейтронов в экспериментах на TRT. Существенная генерация неиндуктивного тока волнами ИЦ-диапазона не планируется. Концептуальный проект технической реализации системы ICRH TRT представлен в [33]. Дальнейшая разработка системы ICRH будет проводиться на последующих стадиях проектирования.

Также рассматривается возможность применения несколько-мегаваттной системы генерации неиндуктивного тока с использованием геликонов [34], излучаемых антенной бегущей волны в диапазоне частот ~1000–1200 МГц. Эта схема может обеспечить генерацию тока вне оси токамака и в случае успешной реализации будет представлять большой интерес для будущего термоядерного реактора.

4. ОБЗОР ОЖИДАЕМЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЖИМОВ TRT

Для того, чтобы говорить о токамаке как об установке для производства электроэнергии, в “чистом” термоядерном сценарии, либо для наработки топлива и решения ряда сопутствующих проблем атомной энергетики в гибридном варианте, необходимо обеспечить устойчивую, бесперебойную работу такой установки на временных интервалах, сопоставимых, а в идеале и заметно превосходящих, с интервалами, необходимыми для обслуживания, восстановления рабочих характеристик и т.д. Другими словами, с точки зрения физики плазмы, реакторные технологии понимаются как технологии обеспечения длительного управляемого разряда в плазме, обеспечивающей достаточную реактивность для того, чтобы быть коммерчески оправданной для решения задач энергетики. Хорошо известно, что конструктивно токамак является установкой импульсного типа. Запас магнитного потока индуктора естественным образом ограничивает длительность индуктивного разряда. Методы безындукционной генерации тока путем инжекции в плазму атомарных пучков и волн электронно-циклотронного и ионно-циклотронного диапазонов частот позволяют “закрыть” проблему индуктора и рассматривать в качестве основных гибридные и чисто неиндуктивные сценарии разряда – стационарные и квазистационарные режимы. Для осуществления таких режимов разряда абсолютно необходимо создание надежных способов управления параметрами плазмы (кинетическое управление), причем не только интегральными значениями, но и радиальными распределениями (профилями). При этом, по-видимому, наиболее сложным и важным для реализации стационарных устойчивых режимов является управление величиной и профилем тока плазмы.

В свою очередь, длительность и/или воспроизводимость реакторо-пригодных режимов в достаточно (с точки зрения использования в энергетике) продолжительной серии разрядов напрямую зависит от поддержания взаимодействия плазмы со стенкой (под “стенкой” здесь подразумевается

вся совокупность обращенных к плазме элементов конструкции токамака включая дивертор) в стационарном и приемлемом для обеспечения реакторных характеристик разряда режиме. Эта задача тем сложнее чем больше удельная энергонагруженность установки как в смысле роста средней удельной мощности нагрева плазмы, так и ассоциированном с ней ростом потока тепла и частиц на единицу поверхности "стенки". Естественно, компактность установки значительно усугубляет проблему предельной энергонагруженности. В целом, проблемы съема тепла и возобновления (или поддержания чистоты) поверхностей наиболее энергонагруженных элементов первой стенки и дивертора признаны мировым термоядерным сообществом как наиболее критические на пути сооружения коммерчески обоснованного термоядерного реактора на основе установки с магнитным удержанием плазмы. На решение именно этих задач и нацелен TRT. Следует отметить, что наиболее близкий к TRT итальянский проект DTT [24] разрабатывается для решения именно проблем взаимодействия плазма–стенка, т.е. обеспечения необходимого управления потоками тепла и частиц в реакторных условиях. Однако ЭМС DTT спроектирована из низкотемпературных сверхпроводников и поэтому магнитное поле на оси, ограничено величиной 6 Т. В свою очередь и системы дополнительного нагрева и генерации тока DTT не предназначены для осуществления стационарных режимов с безындукционным поддержанием тока. Следует отметить, что длительные разряды с безындукционным поддержанием тока уже не раз демонстрировались экспериментально. Однако характеристики плазмы в таких режимах всегда были очень далеки от реакторных. С ростом температуры и плотности плазмы возрастает роль неоклассических эффектов, например таких как бутстреп ток. Даже на плато (в интегральном смысле) тока его профиль продолжает эволюционировать, и стационарных профилей с приближением параметров плазмы к реакторным достичь не удавалось. В свою очередь и стационар по взаимодействию плазма-стенка вполне достижим в "лабораторной" плазме, но с ростом энергонагруженности установки эта задача меняется качественно и потребует значительных усилий для разрешения. Также и время выхода на стационар по взаимодействию плазма–стенка значительно превосходит время достижения стационарных профилей параметров плазмы. Сложность обеспечения стационарных режимов и недостаточность существующих технических решений по проблеме первой стенки являются определяющим фактором того, что значительный удельный вес в экспериментальной программе TRT будет принадлежать экспериментам в безъядерных условиях, т.е. с водородной и гелиевой плазмой, по крайней мере, на начальном этапе исследований.

Анализ сценариев подъема тока [12] и возможных операционных режимов TRT [13] был направлен не только на разработку сценариев разряда, обеспечивающих достижение проектных характеристик (табл. 1) по величине тока I_p = = 5 МА и длительности разряда (плато тока ~100 с), но также на определение операционных пределов, в которых возможна реализация стационарных управляемых режимов разряда с характеристиками, достаточными, как минимум, для нейтронного источника в гибридном реакторе.

В дейтериевой плазме с инжекцией пучков D с энергией 500 кэВ и мощностью $P_{NBI} = 20$ МВт при дополнительном ЭЦ-нагреве $P_{ECRH} = 10$ МВт плато тока плазмы $I_p = 5$ МА в течение 100 с достигается при плотности плазмы $n_e = 1 \times 10^{20}$ м$^{-3}$. При этом расходуется 3 Вс потока индуктора. При большей плотности плазмы длительность плато сокращается, при меньшей может быть заметно увеличена. При этом выход нейтронов от DD-реакций, более 70% которых обусловлены взаимодействием пучок–плазма, не превосходит $5 \times \times 10^{17}$ н/с, что заведомо допустимо по пределам защиты от ядерного разогрева ЭМС TRT [4, 6].

В пересчете на DT-плазму в таком режиме разряда мощность термоядерных реакций составит $P_{fus} = 37.3$ МВт включая DT-реакции на пучке, что соответствует производству 14 МэВ-ных нейтронов со скоростью $Q_n = \sim 1.33 \times 10^{19}$ н/с. При этом поток нейтронов на единицу поверхности стенки составляет порядка 0.4 МВт/м^2, что примерно вдвое превосходит значение потока термоядерных нейтронов в гибридном реакторе ДЕМО-ТИН [35]. Это обстоятельство позволяет в разработке операционных сценариев понизить значение тока плазмы до 3–4 МА и, сохранив высокую реактивность в то же время обеспечить значительную длительность разряда вплоть до стационарного режима с полностью безындукционным поддержанием тока плазмы.

Подробный анализ режимов разряда с меньшим током плазмы 3 МА $< I_p <$ 4 МА убедительно демонстрирует возможность полностью безындукционного поддержания тока (стационара) при умеренной, $(0.5–1.0) \times 10^{20}$ м$^{-3}$, плотности плазмы и мощности систем дополнительного нагрева 15 МВт $< P_{aux} <$ 30 МВт. При этом комбинация нейтральной инжекции с ECRH обеспечивает возможность не только поддержания на постоянном уровне полного тока плазмы, но и эффективного управления его профилем. Последнее обеспечивается за счет управления положением области локализации поглощения ЭЦ-мощности в плазме при помощи зеркал.

Важным результатом анализа операционных режимов является тот факт, что в пересчете на DT-плазму уверенно получаются МГД устойчивые полностью безындукционные режимы с током плазмы 4 МА при различных значениях плотности плазмы. При этом с ростом плотности необходимо наращивать и мощность систем дополнительного нагрева, что приводит, в свою очередь, к росту термоядерного выхода примерно прямо пропорционально P_{aux}, так что обеспечивается $Q \sim 1$ примерно во всем рассмотренном диапазоне плотности $0.5 < n_{e20} < 2.5$ и мощности дополнительного нагрева 15 МВт $< P_{aux} <$ 60 МВт. Важно отметить, что даже на нижней границе рассмотренного диапазона мощность термоядерных реакций >15 МВт, обеспечивает ~0.2 МВт/м^2 нейтронного потока на стенку, т.е. удовлетворяет потребности нейтронного источника в гибридной схеме.

Начальную стадию экспериментальной программы TRT планируется осуществить с дивертором, конструктивно аналогичным дивертору ИТЭР. Предварительный анализ рабочих режимов этого дивертора TRT показал [8], что для максимальных проектных параметров $I_p = 5$ МА, $n_e = 2 \times 10^{20}$ м$^{-3}$ введение в плазму мощности нагрева $P_{aux} \sim 30$ МВт приводит к тепловым нагрузкам в дивертере превышающим предельно допустимые. Однако, с понижением плотности плазмы до 1×10^{20} м$^{-3}$ и тока до $I_p = 4$ МА операционное пространство режимов работы ИТЭР-подобного дивертора TRT значительно расширяется. Таким образом, режимы разряда, необходимые для термоядерного источника нейтронов в гибридном реакторе, могут быть реализованы и при помощи первоначального дивертора TRT.

Экспериментальная программа TRT включает широкий спектр исследований по использованию жидкометаллических литиевых технологий в разрешении проблемы взаимодействия плазмы со стенкой. Поэтому подавляющее большинство расчетов в анализе сценариев разряда предполагало наличие 4% примеси Li в плазме. Однако специально проведенные исследования показали, что содержание Li вплоть до 15% не сказывается существенным образом на характеристиках плазмы. Снижение же нейтронного выхода можно, при необходимости, компенсировать ростом плотности DT-смеси.

Отмеченная выше возможность управления профилем тока в стационарных режимах позволяет также получать разряды с обращенным широм магнитного поля с $q_{min} > 3$, что, помимо улучшения транспортных характеристик, позволяет обеспечить максимально благоприятные условия по МГД-устойчивости плазмы.

Исследования МГД-устойчивости плазмы и характеристик пьедестала TRT [14] продемонстрировали широкий диапазон операционных сценариев с приемлемыми для нормальной работы дивертора режимами ELM.

Исследования устойчивости альфвеновских мод [15] обнаружили опасность эффективной раскачки отдельных гармоник, обусловленной взаимодействием с ионами пучков. Однако на сегодня нет достаточной ясности, насколько опасно возбуждение альфвеновских мод для удержания энергичных ионов в TRT. Наиболее опасные (быстро растущие) моды оказываются локализованными во внутренних областях плазменного шнура. При этом аномальный перенос энергичных частиц, связанный с развитием указанных мод, должен приводить скорее к некоторому радиальному перераспределению внутри области локализации моды, чем к потерям этих частиц.

В целом, выполненный предварительный анализ операционных режимов убедительно показывает, что технические характеристики TRT вместе с системами дополнительного нагрева и генерации тока открывают широкий простор в экспериментальных исследованиях плазмы с действительно реакторными характеристиками.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен концептуальный проект сверхпроводящего (из REBCO ВТСП), с высоким магнитным полем ($B_{t0} = 8$ Тл) квазистационарного токамака с реакторными технологиями. Высокое магнитное поле позволит получить плазму с $Q > 1$ в токамаке TRT при существенно уменьшенных размерах ($R_0 = 2.15$ м, $a = 0.57$ м) и, соответственно, стоимости установки. TRT будет работать в квазистационарном (≥100 с) режиме с водородной, гелиевой и дейтериевой (до $n_e = 2 \times 10^{20}$ м$^{-3}$) и с короткими ($\Delta t < 10$ с) дейтерий-тритиевыми разрядами ($Q > 1$), ограниченными радиационным разогревом тороидальных катушек. TRT разрабатывается в качестве плазменного прототипа как для термоядерного источника нейтронов для гибридного, синтез-деление, реактора, так и для чистого термоядерного реактора.

Миссии TRT состоят в том, чтобы разработать и интегрировать ключевые технологии термоядерного реактора в одной установке, разработать и провести исследования квазистационарных плазменных разрядов с плотностью и температурой, соответствующими реакторным, и исследовать поведение термоядерной плазмы в режимах с зажиганием с доминированием нагрева центральных областей плазмы термоядерными альфа-частицами в коротких экспериментах с дейтерий-тритиевой плазмой.

Основными особенностями TRT как технологической платформы будущего термоядерного реактора являются: ВТСП ЭМС, обеспечивающая работу TRT с чрезвычайно высоким магнитным полем 7–8 Тл, металлические и жидкометаллические литиевые первая стенка и инновационный дивертор, системы дополнительного нагрева и генерации тока плазмы включая: инжекцию атомов с энергией ~0.5 МэВ, комплексы сверхвысокочастотного (~230 ГГц) и высокочастотного (60–80 МГц) излучений, тритиевый комплекс, технологии удаленного управления и совместимые с реактором диагностики.

TRT будет квазистационарно ($\Delta t > 100$ с) работать с дейтериевой плазмой в широком диапазоне параметров с высокими тепловыми потоками на сепаратрису (P_{sep}/R до 14 МВт/м) и обеспечит проведение коротких ($\Delta t < 10$ с) экспериментов в режимах с термоядерной дейтерий-тритиевой плазмой с $Q > 1$ и доминированием нагрева альфа-частицами центральных областей плазмы.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации Росатом в рамках договора от 5 сентября 2019 г. № 313/1671-Д.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ITER PHYSICS BASIS EDITORS, 1999 Chapter 1: overview and summary. // Nucl. Fusion 39 (12), 2137–2174. Chapter 2: plasma confinement and transport. // Nucl. Fusion 39 (12), 2175–2249. Shimada M., Campbel D.J., Mukhovatov V., Fujivara M., Kirneva N., Lackner K., Nagami M., Pustovitov V.D., Uckan N., Wesley J., 2007 Chapter 1: overview and summary. // Nucl. Fusion 47 (6), S1–S17.
2. *Konovalov S., TRT Team* // 28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2020, virtually occured 10–15 May 2021).
3. *Антропов Д.А., Бондарь А.В., Кедров И.В., Кузьмин Е.Г., Марченко Т.А.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
4. *Бондарчук Э.Н., Воронова А.А., Григорьев С.А., Запретилина Е.Р., Кавин А.А., Китаев Б.А., Ковальчук О.А., Кожуховская Н.М., Коновалов С.В., Красильников А.В., Лабусов А.Н., Максимова И.И., Минеев А.Б., Муратов В.П., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Трофимов В.А., Чердаков А.К., Черненок В.В.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
5. *Сытников В.Е., Лелехов С.А., Красильников А.В., Зубко В.В., Фетисов С.С., Высоцкий В.С.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
6. *Портнов Д.В., Высоких Ю.Г., Кащук Ю.А., Родионов Р.Н.* // Физика плазмы. 2021. Т.47. № 11.
7. *Мазуль И.В., Гиниятулин Р.Н., Кавин А.А., Литуновский Н.В., Маханьков А.Н., Пискарев П.Ю., Танчук В.Н.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
8. *Кукушкин А.С., Пшенов А.А.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
9. *Вертков А.В., Жарков М.Ю., Люблинский И.Е.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
10. *Бельченко Ю.И., Бурдаков А.В., Давыденко В.И., Горбовский А.И., Емелев И.С., Иванов А.А., Санин А.Л., Сотников О.З.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
11. *Белоусов В.И., Денисов Г.Г., Шмелев М.Ю.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
12. *Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Минеев А.Б., Коновалов С.В., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
13. *Leonov V.M., Konovalov S.V., Krasilnikov A.V., Kujanov A.Yu., Zhogolev V.E., Bondarchuk E.N., Mazul I.V., Mineev A.B., Rodin I.Yu.* // Plasma Physics Reports. 2021. Т. 47. № 12.
14. *Медведев С.Ю., Мартынов А.А., Пошехонов Ю.Ю., Коновалов С.В., Леонов В.М., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. 2021. Т. 47. № 11.
15. *Исаев М.Ю., Леонов В.М., Медведев С.Ю.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
16. *Strachan J.D., Batha S., Beer M., Bell M.G., Bell R.E., Belov A., Berk H., Bernabei S., Bitter M., Breizman B.* // Plasma Phys. Control. Fusion 39 (12B), B103–B114.
17. *Keilhacker M.* // Phil. Trans. R. Soc. A 357, 415–442.
18. *Kishimoto I.H., Ishida S., Kikuchi M., Ninomiya H.* // Nucl. Fusion. 45 (8). P. 986.
19. *Азизов Э.А., Алексеев Ю.А., Бревнов Н.Н. и др.* // Атомная энергия. 1982. Т. 52. С. 108.
20. *Andreani R., De Marco F., Ferro C., Mirizzi F., Papitto P., Santiti F., Serge S.E., Sassi M.* // Fusion Technology 1990 Proc. 16th Symp. London, 1990. V. 1. North-Holland, Amsterdam, 1991. 218.
21. *Hutchinson I.H.* C-Mod: the next Alcator // IEEE Thirteenth Symposium on Fusion Engineering. 1989. V. 1. P. 13.
22. *Furth H.P., the CIT project group* // Tech. Rep. PPPL–2480, DE88 003454. 1987. Princeton Plasma Physics Laboratory.
23. *Coppi B., Airoldi A., Bombarda F., Cenacchi G., Detragiache P., Ferro C., Maggiora R., Sugiyama L.E., Vecchi G.* // 1999 MIT RLE Report PTP 99/06.
24. *Martone R., Albanese R., Crisanti F., Martin P., Pizzuto A.* DTT Divertor Tokamak Test facility – Interim Design Report, Italian National Agency for New Technologies, Energy and Sustainable Economic Development, ISBN: 978-88-8286-378-4, Printed in April 2019 at ENEA.
25. *Crelly A.J., Greenwald M.J., Ballinger S.B., Brunner D., Canik J., Doody J., Garnier D.T., Granetz R., Holland C., Howard N.T. et al.* // J. Plasma Phys. 2020. 86. https://doi.org/10.1017/S0022377820001257
26. *Ivanov A.A., Davydenko V.I., Belchenko Y.I.* // AIP Conf. Proc. 2052. 030003 2018. https://doi.org/10.1063/1.5083731

27. *Wilson J.R., Bush C.E., Darrow D., Hosea J.C., Jaeger E.F., Majeski R., Murakami M., Phillips C.K., Rogers J.H., Schilling G., et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 842–845.

28. *Start D.F.H., Jacquinot J., Bergeaud V., Bhatnagar V.P., Cottrell G.A., Clement S., Eriksson L.-G., Fasoli A., Gondhalekar A., Gormezano C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 80. P. 4681–4684.

29. *Monakhov I., Graham M., Blackman T., Dowson S., Durodie F., Jacquet P., Lehmann J., Mayoral M.-L., Nightingale M.P.S., Noble C.* // Nucl. Fusion 2013. V. 53. 083013.

30. *Lin Y., Binus A., Wukitch S.J., Koert P., Murray R., Pfeiffer A.* // Fusion Engng Des. 2015. V. 100. P. 239.

31. *Wukitch S.J., Garrett M.L., Ochoukov R., Terry J.L., Hubbard A., Labombard B., Lau C., Lin Y., Lipschultz B., Miller D. et al.* // Phys. Plasmas 2013. V. 20. 056117.

32. *Bobkov V., Braun F., Dux R., Herrmann A., Faugel H., Funfgelder H., Kallenbach A., Neu R., Noterdame J.-M., Ochoukov R. et al.* // Nucl. Fusion 2016. V. 56 (8). 084001.

33. *Баев В.М., Гетман Д.В., Губин А.М., Субботин М.Л.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.

34. *Вдовин В.Л.* // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 2. С. 115.

35. *Kuteev B.V., Shpanskiy and DEMO-FNS Team* // Nuclear Fusion 2017. V. 57. 076039.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 11, с. 986–997

ТОКАМАКИ

УДК 533.9

СЦЕНАРИИ РАЗРЯДА ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ

© 2021 г. В. М. Леонов[a, b, *], С. В. Коновалов[a, b, **], В. Е. Жоголев[a, b], А. А. Кавин[b, c], А. В. Красильников[b], А. Ю. Куянов[a, b], В. Э. Лукаш[a, b], А. Б. Минеев[b, c], Р. Р. Хайрутдинов[a, b, d]

[a] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*

[b] *Государственная корпорация по атомной энергии "Росатом", Частное учреждение "Проектный центр ИТЭР", Москва, Россия*

[c] *Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (НИИЭФА), Санкт Петербург, Россия*

[d] *ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия*

**e-mail: Leonov_VM@nrcki.ru*

***e-mail: Konovalov_SV@nrcki.ru*

Поступила в редакцию 13.04.2021 г.
После доработки 30.07.2021 г.
Принята к публикации 30.07.2021 г.

Выполнено моделирование сценариев разрядов TRT в дейтериевой и дейтерий-тритиевой плазме. Проанализирована возможность полностью безындукционного поддержания тока плазмы с использованием нейтральной инжекции и ЭЦР-нагрева. Показано, что технические характеристики токамака TRT и его дополнительных систем нагрева и генерации тока плазмы обеспечивают широкое операционное пространство для осуществления длительных квазистационарных разрядов в плазме с реакторными параметрами $Q_{DT} \sim 1$ при потоке 14 МэВ-ных нейтронов на стенку более 0.1 МВт/м^2 и длительности разряда 100 секунд и более.

Ключевые слова: токамак с реакторными технологиями, сценарии разряда, высокое магнитное поле, квазистационарный разряд, дивертор, термоядерная плазма

DOI: 10.31857/S0367292121120040

1. ВВЕДЕНИЕ

Концептуальный проект токамака с реакторными технологиями (TRT, Tokamak with Reactor Technologies) [1] нацелен на разрешение ключевых физических и технических проблем на пути создания коммерчески обоснованного термоядерного реактора. Сегодня в российской национальной программе термоядерных исследований все больший приоритет отдается созданию термоядерного источника нейтронов для гибридного синтез – деление реактора. Поэтому, оптимизация проектных характеристик и рабочих режимов TRT направлена преимущественно на решение именно этой задачи. Однако технические и операционные возможности проектируемого токамака должны обеспечить проведение широкомасштабных исследований по разрешению принципиальных проблем для реализации и чистого термоядерного реактора.

Высокое магнитное поле $B(R_0) \sim 8$Т, позволит получить плазму с высокой реактивностью, P_{fus}, в относительно компактной установке

$$P_{fus} \propto \beta_t^2 B^4 V_p. \quad (1)$$

Здесь β_t – отношение газокинетического давления плазмы к давлению тороидального магнитного поля, а V_p – объем плазмы. Скейлинг (1) [2] прямо указывает, что достижение желаемого термоядерного выхода можно осуществить как за счет увеличения объема плазмы, так и за счет увеличения магнитного поля. Но здесь следует отметить, что в скейлинге (1) уже учтено, что разряд осуществляется при максимально возможном по МГД-устойчивости токе плазмы, обеспечивающим $q_{95} \sim 3$, т.е. ток, обеспечивающий удержание, растет пропорционально росту поля. Также предполагается, что обеспечена необходимая температура плазмы от 10 до 20 кэВ.

Идея повышения реактивности плазмы за счет наращивания амплитуды магнитного поля не нова. Преимущества именно этого пути использовались при проектировании токамака с сильным полем (ТСП) в Троицком институте инновационных и термоядерных исследований в 80-е годы прошлого столетия. Сильное поле было главной конструктивной особенностью токамаков серии ALCATOR в США и проекта IGNITOR. Концепция токамака с сильным полем в настоящее время

доминирует в национальной программе термоядерных исследований США, направленной на сооружение прототипа – SPARC [3] и проектирование полноценного термоядерного реактора – ARC, в которых высокое магнитное поле создается, также, как и в TRT, электромагнитной системой на основе ВТСП-проводников. К преимуществам концепции сильного поля помимо возможности значительно повысить ток (а значит и омический нагрев, и время удержания), относят также и соответствующий рост предельной плотности плазмы:

$$n < n_G = \frac{I_P}{\pi a^2}\ [10^{20}\ \text{м}^{-3},\ \text{МА},\ \text{м}] \qquad (2)$$

Однако преимущества сильного поля и малого размера, потенциально реализуемые в коротко-импульсной системе, способны немедленно превратиться в недостатки, когда речь идет именно о реакторном применении. Действительно, большой ток плазмы необходимо чем-то поддерживать. С ростом плотности плазмы эффективность безындукционных методов генерации тока катастрофически снижается. Так в проекте SPARC генерацию тока планируется осуществлять только при помощи индуктора. Надежды на увеличение длительности разряда связываются с осуществлением режимов с ростом доли бутстреп тока в полном токе плазмы. Реакторные претензии ARC всецело базируются на самоподдерживающемся бутстреп-токе. Обоснованность этих надежд, особенно ввиду необходимой для реактора управляемости не только амплитудой, но и профилем тока плазмы, в настоящее время не высока.

Реактор должен работать годами. Это означает, что соотношение длительностей рабочей фазы и паузы, и повторяемость импульсов должны быть экономически целесообразными. Осуществление длительных квазистационарных разрядов в плазме с характеристиками нейтронного источника в гибридном реакторе при полностью безындукционном поддержании тока одна из принципиальных задач в программе исследований на TRT. Для решения этой задачи специально разрабатываются комплексы нейтральной инжекции в ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН [4] и гиротронный комплекс ЭЦР-нагрева и генерации тока плазмы в ИПФ РАН [5]. Важным аспектом в этой части программы исследований является разработка технологий управления не только амплитудой, но и профилем тока плазмы.

Вторым, но не по значимости, камнем преткновения на пути реализации концепции компактного токамака – реактора с сильным полем является неизбежный рост удельной энергонагруженности установки с уменьшением ее размера. Для достижения заданной величины термоядерной мощности, приходится иметь дело с увеличением как удельной мощности нагрева плазмы, так и мощности тепловых потоков в дивертор и на первую стенку токамака. Как первое, так и второе обстоятельство вызывают серьезное беспокойство. Так, согласно [6 и содержащимся там ссылкам] – увеличение критической для термоядерной энергетики величины тройного произведения $nT\tau_E$ в экспериментах неизбежно сопровождается сокращением предельно достижимой длительности импульса. Одним из наиболее популярных объяснений этой негативной тенденции является существенная зависимость (деградация) времени удержания τ_E от удельной мощности нагрева плазмы. С.В. Мирнов [7], используя те же экспериментальные данные, что и авторы [6], объясняет сокращение длительности импульса ростом удельной тепловой нагрузки на первую стенку токамака, активизирующей негативные последствия взаимодействия плазма–стенка. В частности, в [7] предлагается скейлинг для предельной длительности импульса Δt вида

$$\Delta t \approx 1/(P_H/S)^{1.7}\ (\text{с}). \qquad (3)$$

Здесь P_H – мощность теплового потока и S – площадь поверхности первой стенки. Следует отметить, что базовый индуктивный сценарий разряда в ИТЭР проектируется на длительность порядка 500 с (при этом $P_H = P_{aux} + P_\alpha \approx 150$ МВт, $S \approx \approx 800$ м^2), тогда как согласно (3) эта длительность не должна превзойти 20 с!

Принципиальная важность режима взаимодействия плазма–стенка (включая и дивертор) общепризнана мировым термоядерным сообществом. Сооружаемый в Италии сверхпроводящий (НТСП) токамак DTT [8], наиболее близкий к TRT по техническим характеристикам, имеет целью исследование именно этой проблемы. На TRT исследованию взаимодействия плазма–стенка и поиску реакторо-релевантных решений уделяется главное внимание. Планируется начальную стадию экспериментов провести в ИТЭР-о подобных условиях, т.е. вольфрамовый дивертор и бериллиевая первая стенка [9]. Для экспериментальной апробации альтернативных вариантов дивертора, вакуумная камера TRT предусматривает значительный резервный объем в нижней части.

Время выхода на стационар взаимодействия плазма–стенка может значительно превосходить длительность разряда. Поэтому кажется разумным воспринимать скейлинг (3) с оговорками о том, что действительные ограничения могут проявиться не сразу, а по мере экспериментальной компании, сопровождающейся эрозией поверхности первой стенки. “Чистая”, возобновляемая поверхность первой стенки – ключевой элемент термоядерного реактора (как чистого, так и т.я. источника нейтронов). В разрабатываемой программе экспериментов на TRT предусматривает-

ся использование жидкого лития с постепенным наращиванием его концентрации для решения указанной проблемы [10]. В частности, базовой стратегией на сегодня представляется использование капиллярно-пористых структур для поддержания необходимой концентрации Li в пристеночной плазме.

В качестве площадки для размещения TRT наиболее предпочтительной в настоящее время представляется площадка комплекса ТСП в ТРИНИТИ. Это наряду с ограничениями (приемлемыми) на геометрические размеры установки вместе с дополнительными системами, предоставляет уникальную для Российской Федерации возможность проведения экспериментов с DT-плазмой. Содержание трития, длительность и характеристики DT-разрядов будут определяться пределами по ядерному разогреву электромагнитной системы TRT. Проектируемая сегодня нейтронная защита в TRT рассчитывается на поток DD-нейтронов масштаба 1×10^{18} с$^{-1}$. И хотя базовые программные цели по получению реакторо-пригодных стационарных режимов как по поддержанию и управлению током плазмы, так и по обеспечению приемлемого для реактора контролируемого взаимодействия плазма–стенка, целесообразно проводить без активации (т.е. водородная и гелиевая плазмы), последующий переход к D и, с учетом вышеуказанных ограничений, к DT-экспериментам существенно расширяет исследовательский потенциал установки в целом.

Базовые параметры установки TRT [1] приведены в табл. 1. Предполагается, что величина тороидального магнитного поля в этой установке при использовании ВТСП будет достигать ~8 Т. Максимальный ток плазмы, который соответствует величине $q_{95} \sim 3$, когда вероятность срывов плазмы уже невысока, равен $I_\text{p} = 5$ МА. Однако для поддержания такого тока требуется большая мощность. Поэтому необходимо рассмотреть возможность работы при более низком токе. Снизу ток ограничен условием удержания альфа-частиц ($I_\text{p} > 3$ МА).

Предел Гринвальда (2) ограничивает плотность плазмы TRT на уровне $(4–5) \times 10^{20}$ м$^{-3}$. Поэтому можно считать, что концентрация $n_e \sim 2 \times \times 10^{20}$ м$^{-3}$ вполне приемлема как базовая для такой установки. Такая плотность соответствует хорошему захвату нейтральных пучков с энергией $E_b \le 500$ кэВ, которые предполагается установить для нагрева плазмы и генерации неиндуктивного тока в TRT.

Моделирование эволюции параметров основной плазмы проводилось с помощью транспортного кода ASTRA [11]. Базовый набор уравнений кода ASTRA включает уравнение для плотности

Таблица 1. Базовые параметры установки TRT [1]

R_0/a, м	2.15 / 0.57
A	3.77
B_t/B_{tc}, Т	8 / 14
I_P, МА	4–5.0
k_{95}/δ_{95}	1.8/0.4
Конфигурация плазмы	SN (возм. DN)
V_{PL}, м^3	25
Поверхность плазмы $S_{//}$, м^2	70
Состав плазмы	H-D-T-He
Δt_{pulse}, с	Более 100
$P_{aux/CD}$, МВт	30–40
n_e, 10^{20} м$^{-3}$	≤2
T, кэВ	10

электронов n_e, электронной T_e и ионной T_i температур и полоидального потока ψ. При моделировании использовались следующие коэффициенты переноса плазмы:

$$\chi_e = D_e = D_A F_\text{sh} F_{\text{H-}mode} + \chi_\text{ineo}, \quad (4)$$

$$\chi_i = 2D_A F_\text{sh} F_{\text{H-}mode} + \chi_\text{ineo}, \quad (5)$$

где аномальный вклад имел параболическую зависимость от радиуса:

$$D_A = D_0(1 + 3\rho_N^2); \quad \rho_N = \rho/\rho_\text{max}. \quad (6)$$

Нормировочный численный коэффициент D_0 подбирался так, чтобы выполнялось соответствие глобального времени удержания энергии в плазме скейлингам [12]: в омической фазе разряда – омическому скейлингу, в ходе L-фазы разряда – скейлингу L-моды и в H-фазе разряда – скейлингу H-моды IPB98(y, 2). В областях внешнего транспортного барьера H-моды и внутреннего транспортного барьера в области отрицательного магнитного шира коэффициенты переноса основной плазмы уменьшались до уровня коэффициента неоклассической ионной теплопроводности [13], в области внешнего транспортного барьера с помощью коэффициента $F_{H\text{-}mode}$ и в области шнура с малым или отрицательным магнитным широм с помощью коэффициента F_{sh}. В уравнениях баланса энергии конвективные члены учитывались в виде $3/2\acute{\Gamma}T$, где потоки частиц $\acute{\Gamma}_{i,\,e}$ брались из уравнения баланса частиц. Необходимая временная динамика средней плотности плазмы воспроизводилась варьированием плотности нейтрального водорода на границе шнура, что моделировало подпитку шнура из газовых клапанов. Расчет нагрева плазмы и поддержания тока с помощью инжекции пучков быстрых атомов с учетом реальной геометрии инжекции про-

водился с помощью кода [14] верифицированного серией сравнительных расчетов, выполненных при помощи лучших зарубежных аналогов [15]. Моделирование динамики зарядовых состояний и излучения примесей проводилось с использованием кода ZIMPUR [16]. Коэффициенты переноса примесей брались такими же, как для основной плазмы. Потоки примесей на границу шнура подбирались такими, чтобы обеспечить необходимое содержание примеси в плазме.

В разделе 2 выполнен анализ возможностей нагрева и генерации тока в плазме TRT с использованием обеих базовых систем дополнительного нагрева – нейтральной инжекции и ЭЦР-комплекса. Проведение этого анализа необходимо для выделения области в пространстве параметров разряда, в которой возможно одновременное выполнение условий как стационарного поддержания тока, так и обеспечения нейтронного выхода (в пересчете на равнокомпонентную DT-смесь), необходимого для нейтронного источника в гибридном реакторе.

Раздел 3 посвящен рассмотрению базового сценария (в пересчете на DT) разряда TRT, в котором осуществляется одновременное достижение параметров разряда, заявленных в табл. 1.

В разд. 4 анализируются возможные DT-сценарии с обязательным требованием – обеспечением стационарного режима по поддержанию тока, характеризующие пространство параметров, в котором TRT мог бы служить прототипом нейтронного источника в гибридной схеме.

Стационарные режимы в дейтериевой плазме, рассматриваются в разд. 5.

Многочисленные расчеты сценариев разряда в TRT выполненные при концептуальном проектировании предусматривали различный компонентный состав примесей плазмы, от “стандартного” ИТЭРовского набора (He, Be, W, Ne) до доминантной (и потому единственной) примеси Li в расчетах в обоснование литиевой программы по защите первой стенки TRT. Качественно рассчитанные режимы разряда мало менялись в зависимости от компонентного содержания примесей. Поэтому в разд. 6 приведены результаты расчетов зависимости характеристик разряда только от содержания лития в плазме.

Основные выводы представлены в разд. 7.

2. НАГРЕВ ПЛАЗМЫ И ГЕНЕРАЦИЯ ТОКА В TRT

2.1. Инжекция атомарных пучков

Инжекция пучков быстрых атомов изотопов водорода для нагрева плазмы и генерации неиндуктивного тока является одним из наиболее физически ясных и эффективных методов. Она не требует внесения в разрядную камеру дополнительных элементов. Вместе с ЭЦР-нагревом и поддержанием тока, который также кроме поворотного зеркала тоже не требует введения внутрикамерных элементов, эти методы служат основными для нагрева плазмы и генерации неиндуктивного тока.

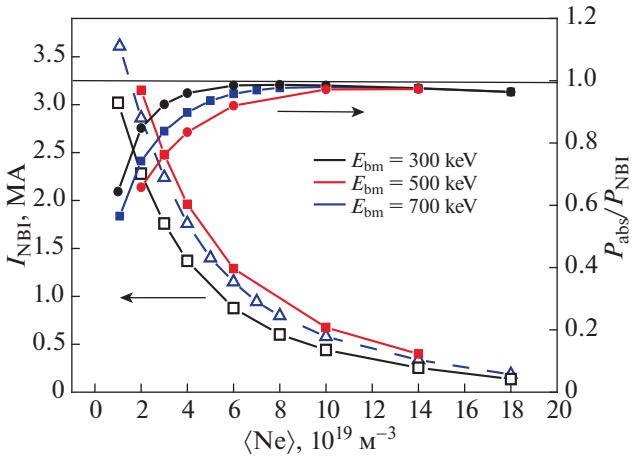

Рис. 1. Расчетная зависимость относительной захваченной мощности пучка быстрых дейтериевых атомов (правая шкала) и тока, генерируемого нейтральной инжекцией мощностью 10 МВт (слева), от средней плотности дейтериевой плазмы. Для правой шкалы (поглощенная в плазме мощность) нижняя кривая соответствует энергии инжекции 700 кэВ, верхняя – 300 кэВ. Для левой шкалы (полный генерируемый ток) нижняя кривая соответствует энергии инжекции 300 кэВ, а верхняя – 700 кэВ.

Основным (базовым) методом является нейтральная инжекция (НИ) с энергией дейтериевых пучков ≤500 кэВ.

На рис. 1 представлена зависимость величины генерируемого тока и эффективности захвата дейтериевого пучка в дейтериевой плазме TRT от средней по объему плотности электронов плазмы.

На этом рисунке имеются три группы кривых, которые соответствуют пучкам разной энергии E_b в диапазоне 300–700 кэВ и мощностью 10 МВт. Видно, что с уменьшением плотности плазмы быстро увеличивается эффективность генерации тока, но при этом ухудшается захват пучка в плазме и значительная его часть начинает пролетать шнур насквозь. Так при средней плотности электронов ниже ~(3–4) × 10^{19} м$^{-3}$ ток, генерируемый с помощью пучков, может достигать ~2 МА. При увеличении плотности плазмы пучки рассматриваемых энергий плохо проникают в центральные области шнура.

Вторым способом нагрева плазмы и генерации тока в ТКТ является ЭЦР (нагрев и генерация тока в области частоты электронно-циклотронного резонанса). При таком нагреве в плазму смотрит

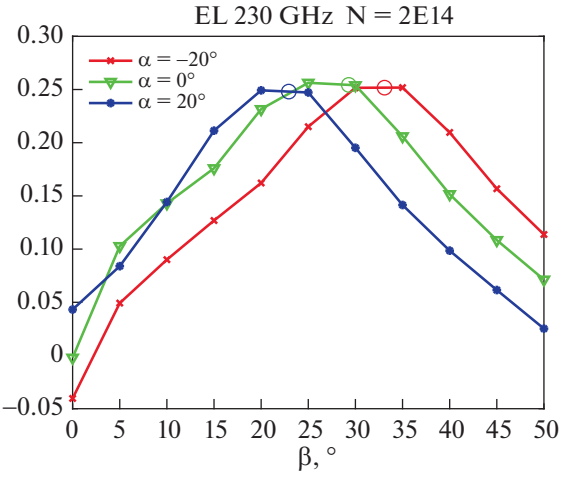

Рис. 2. Генерация тока I_{cd} в зависимости от углов ввода. Горизонтальный ввод, 230 ГГц.

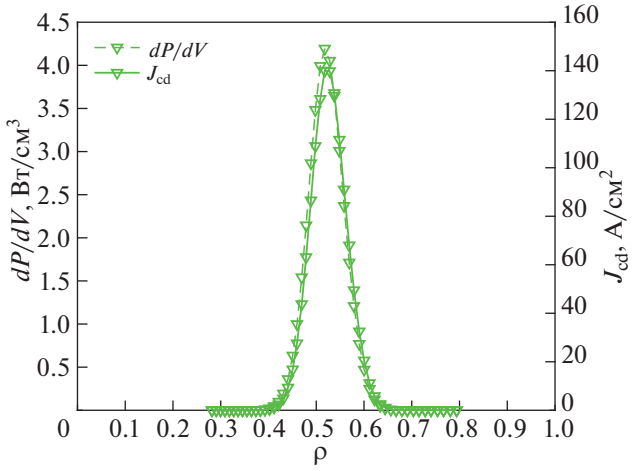

Рис. 3. Профили поглощенной мощности dP_{EC}/dV и плотности тока J_{cd}, соответствующие углам ввода $\alpha = 0°$, $\beta = 30°$.

только поворотное зеркало, которое позволяет сканировать плазменный шнур.

2.2. ЭЦР-нагрев и генерация тока

ЭЦР-генерация тока осуществляется на первой гармонике обыкновенной волны частотой 230 ГГц и мощностью до 10 МВт. Параметры плазмы считаются равными базовым ($R = 2.15$ m, Bo = 8 T). Рассмотрены варианты подвода СВЧ-пучка через горизонтальный ввод с координатами зеркала $R = 2.8$ м, $Z = 0.50$ м (EL) и через вертикальный ввод с координатами $R = 2.4$ м, $Z = 1.5$ м (UL). Полоидальный угол α и тороидальный угол β задают начальное направление групповой скорости луча. Угол α измеряется между проекцией луча на плоскость RZ и горизонтальной плоскостью, а угол β – между направлением луча и плоскостью RZ.

Расчеты проведены с помощью кода OGRAY [17]. При горизонтальном вводе (EL) максимальное значение тока $I_{cd} \sim 250$ кА достигается в широком интервале углов (рис. 2), и при этом выполняется требование на пространственное положение максимума профиля поглощения $\rho_{max} \sim 0.5$ (рис. 3). На рисунках точки, соответствующие $\rho_{max} = 0.5$ обведены большими кружками.

При вводе сверху (UL) максимальное значение тока $I_{cd} \sim 170$ кА достигается при $\alpha = -75°$, $\beta = 25°$ (рис. 4), при этом максимум профиля поглощения приходится на $\rho = 0.5$ (рис. 5). При увеличении частоты гиротронов до 260 ГГц зона холодного резонанса смещается в сторону большего поля, и при горизонтальном вводе (EL) соответственно смещаются профили поглощения. На радиусе $\rho = 0.5$ значение тока достигает величины $I_{cd} \sim 240$ кА (рис. 6, 7). При вводе сверху (UL), как и в случае частоты 230 ГГц, на радиусе $\rho = 0.5$ величина тока I_{cd} достигает значения 350 кА, близкого к максимальному (рис. 8, 9).

2.3. Синергетический эффект совместного использования НИ и ЭЦР-систем

Эффективность генерации тока плазмы, собственно, ЭЦР-волнами обычно не высока. Однако нагрев плазмы ЭЦР-волнами может за счет увеличения температуры плазмы способствовать увеличению эффективности генерации тока при помощи НИ. При этом уменьшается торможение и рассеяние пучков и улучшается эффективность поддержания тока. Это демонстрирует рис. 10, где изображено влияние ЭЦР-нагрева на поддержание тока с помощью НИ. Видно, что увеличение

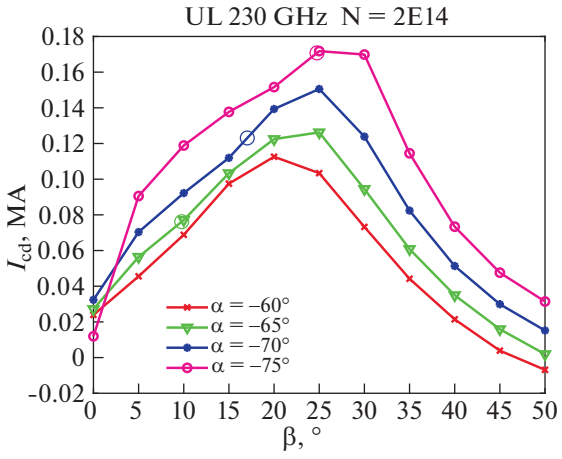

Рис. 4. Генерация тока I_{cd} в зависимости от углов ввода. Вертикальный ввод, 230 ГГц.

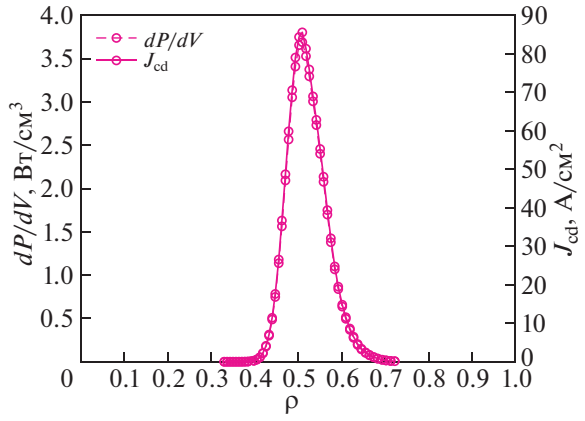

Рис. 5. Профили поглощенной мощности dP_{EC}/dV и плотности тока J_{cd}, соответствующие углам ввода $\alpha = -75°$, $\beta = 25°$.

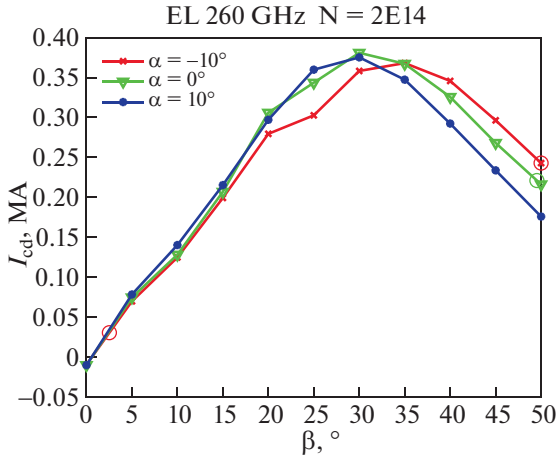

Рис. 6. Генерация тока I_{cd} в зависимости от углов ввода. Горизонтальный ввод, 260 ГГц.

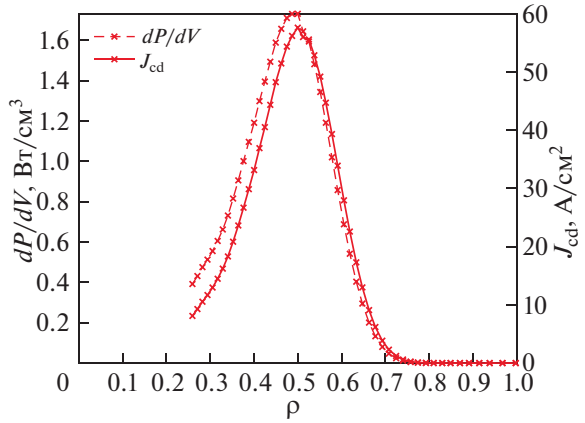

Рис. 7. Профили поглощенной мощности dP_{EC}/dV и плотности тока J_{cd}, соответствующие углам ввода $\alpha = -10°$, $\beta = 50°$.

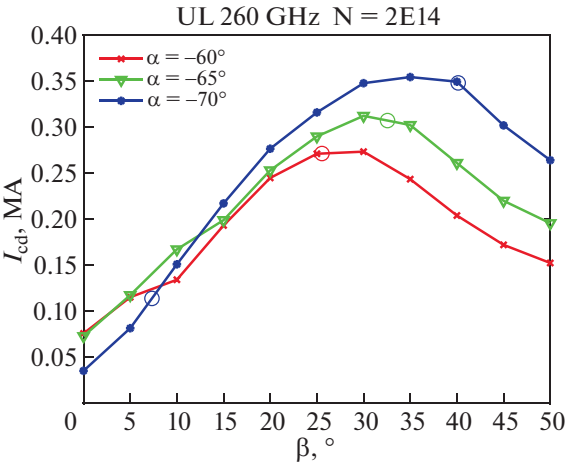

Рис. 8. Генерация тока I_{cd} в зависимости от углов ввода. Вертикальный ввод, 260 ГГц.

мощности ЭЦР-нагрева (без генерации тока) до 20 МВт приводит к увеличению температуры примерно на 30% и соответственно к увеличению генерируемого НИ тока. Кроме того, с ростом температуры увеличивается и бутстреп ток. Это приводит к уменьшению омического тока при неизменном суммарном токе разряда примерно на 35%.

Следует также отметить, что согласно концептуальному проекту ЭЦР-системы TRT [5] положение и ширина области локализации поглощенной ВЧ-мощности в плазму будет регулироваться при помощи поворотных зеркал. Специализированные эксперименты на ряде крупнейших токамаков мира DIII-D, ASDEX, JT-60U по подавлению неоклассических тиринг-мод при помощи ЭЦР-генерации тока убедительно продемонстрировали эффективность управления положением области локализации ВЧ-мощности в реальном времени. Именно это техническое преимущество ЭЦР-системы и будет использоваться в TRT в апробации возможностей управления не только интегральной величиной, но и радиальным распределением тока плазмы.

3. БАЗОВЫЙ СЦЕНАРИЙ РАЗРЯДА В TRT

Под базовым мы будем понимать сценарий разряда с проектными характеристиками $I_p = 5$ МА и длительностью плато тока более 100 секунд в дейтериевой и 50/50 дейтерий-тритиевой плазме. Проработка сценариев ввода тока в TRT показывает [18], что на индуктивное поддержание плато тока в базовом сценарии с $I_P = 5$ МА в полоидальной системе TRT остается порядка 4 Вб.

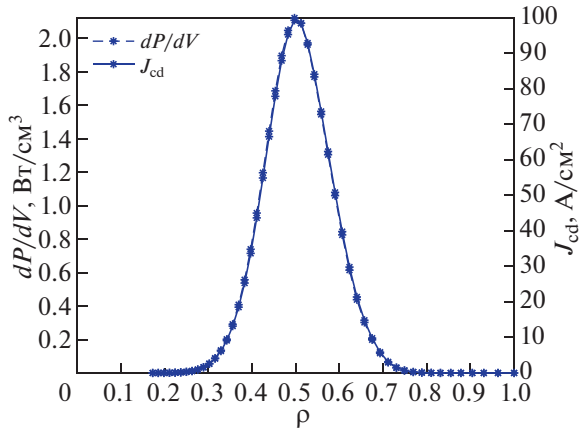

Рис. 9. Профили поглощенной мощности dP_{EC}/dV и плотности тока J_{cd}, соответствующие углам ввода $\alpha = -70°$, $\beta = 40°$.

Дальнейшая оптимизация стадии подъема тока с программируемым наращиванием дополнительной мощности, вводимой в плазму совместно с ростом плотности плазмы, позволит увеличить запас магнитного потока индуктора для увеличения длительности плато тока. Однако в настоящей работе мы будем исходить из имеющейся предварительной оценки – 4 Вб. При этом для построения сценариев выхода на проектные характеристики TRT I_p = 5 МА при длительности плато тока более 100 с мы опираемся на умеренно консервативные предположения о полной мощности дополнительного нагрева $P_{aux} \le 30$ МВт (P_{NB} = 20 МВт, P_{EC} = 10 МВт), и коэффициенте улучшенного удержания по сравнению со скейлингом H-моды [12] HH = 1.2. Тогда основным варьируемым параметром при конструировании базовых режимов разряда становится плотность плазмы, n_e.

Моделирование 5 МА сценария в D-плазме, показало, что в вышеуказанных предположениях длительность плато тока превосходит 100 с при плотности плазмы $n_e \le 1 \times 10^{20}$ м$^{-3}$. Рассчитанные радиальные профили основных параметров плазмы для этого режима показаны на рис. 11. Для рассчитанных распределений плотности и температуры плазмы мощность тепловых DD-реакций синтеза составляет $P_{ddth} \sim 88$ kW, что соответствует производству ~2.2×10^{17} с$^{-1}$ DD-нейтронов в секунду. Следует отметить, что вплоть до 80% нейтронов в D-плазме генерируется в реакциях на пучке. То есть в рассмотренном сценарии полный нейтронный выход оказывается порядка 1×10^{18} с$^{-1}$ нейтронов в секунду, что по оценкам не создает угрозы ядерного разогрева ЭМС TRT.

В пересчете “того же” сценария на равнокомпонентную DT-плазму к нагреву плазмы присоединяются термоядерные альфа-частицы, длительность плато увеличивается до 157 с, в течение которых квазистационарная стадия разряда сопровождается интенсивной термоядерной реакцией полной мощностью 37.3 МВт (33.8 МВт – тепловые реакции и 3.5 МВт пучок–плазма) или 0.5 МВт/м^2 – нейтронного потока на стенку. Таким образом плазма базовых проектных режимов TRT способна с большим запасом выполнять функции нейтронного источника для гибридного реактора.

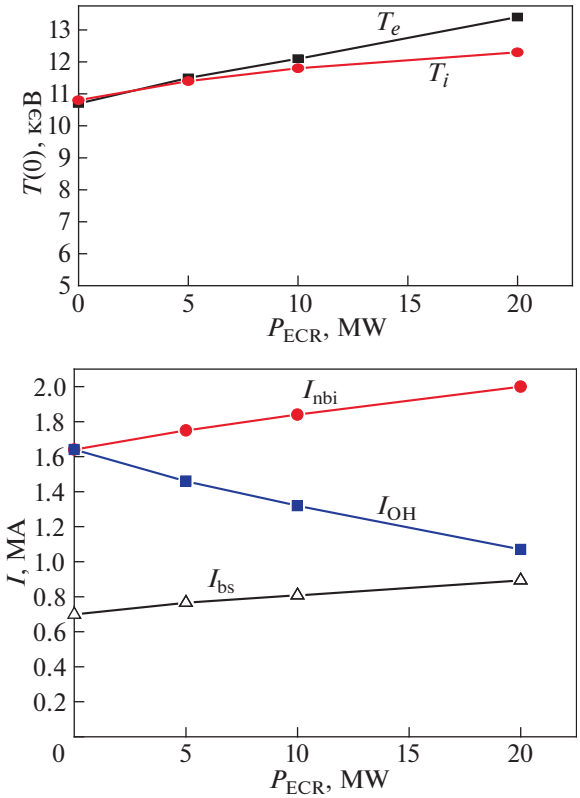

Рис. 10. Влияние ЭЦР-нагрева на эффективность генерации тока с помощью нейтральной инжекции.

4. СТАЦИОНАРНЫЕ DT-СЦЕНАРИИ В TRT

Эффективность безындукционной генерации тока снижается при увеличении плотности плазмы. При этом для поддержания тока плазмы на желаемом уровне требуется увеличивать и мощности дополнительных систем. Снижение же тока плазмы до 4 МА позволяет разработать сценарии разряда с полностью безындукционным поддержанием тока (т.е. стационарных) при сохранении коэффициента термоядерного усиления $Q \sim 1$ и обеспечения необходимого для гибридного реактора потока термоядерных нейтронов на стенку.

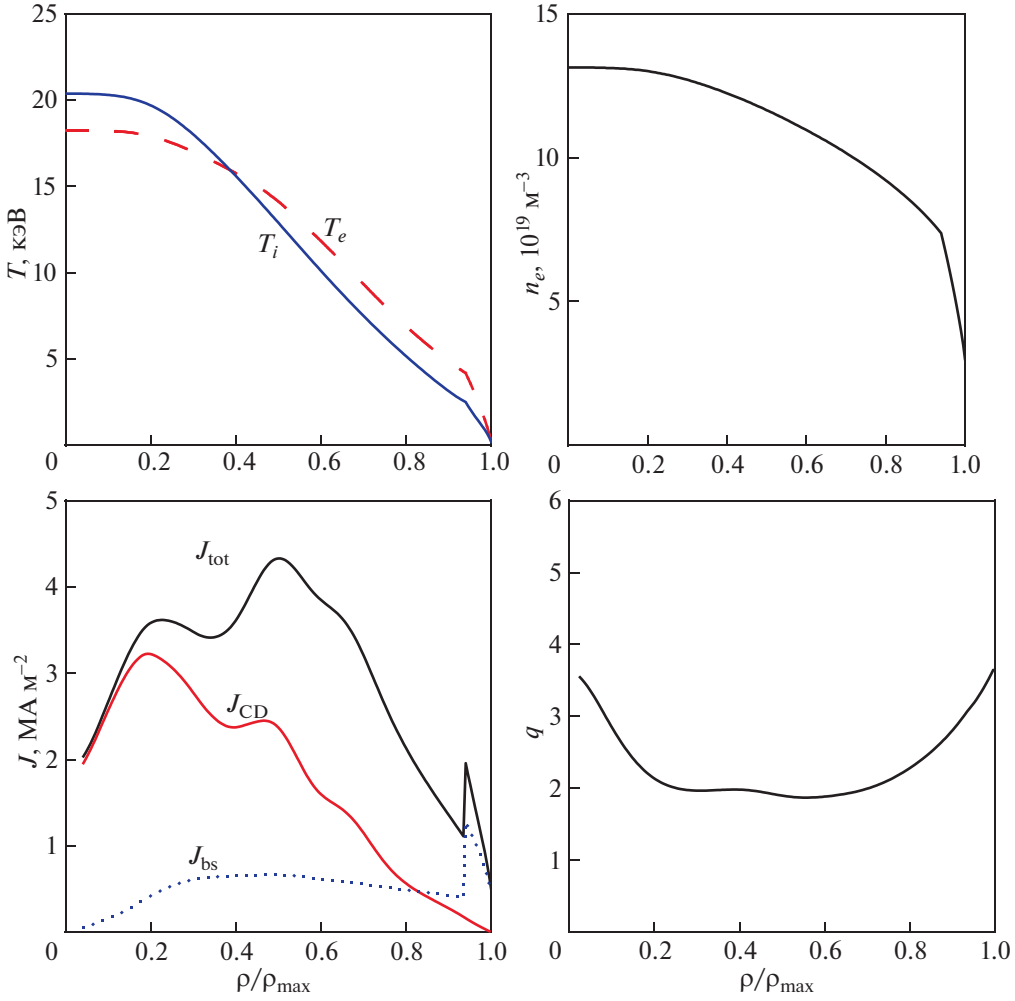

Рис. 11. Радиальные профили основных параметров шнура для разряда TRT в D/D-плазме с $B_0 = 8$T, $I_p = 5$ МА, $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{20}$ м$^{-3}$, $P_{NB} = 20$ МВт, $P_{EC} = 10$ МВт, HH = 1.2, $\Delta t = 102$ с для $\Delta\psi = 4$ В сек, $P_{ddth} \sim 2.2 \times 10^{17}$ 1/s.

На рис. 13 представлена зависимость параметров TRT от средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle$ при инжекции пучков дейтерия с энергией $E_b = 500$ кэВ в D/T-плазму (50%/50%) на прицельный радиус $R_{tg} = R_0 - a/2$. Полная мощность инжекции подбиралась такой, чтобы обеспечить полностью неиндуктивный токоперенос (величина тока и тороидального магнитного поля указаны на рисунке). Таким образом, на рис. 13 представлены параметры плазмы для стационарных сценариев разряда TPT.

На верхней панели рис. 13 представлена зависимость термоядерной мощности от плотности плазмы. Верхняя кривая соответствует т/я мощности с учетом реакций пучок-плазма, нижняя – без учета этих реакций. Видно, что эта разница может достигать ~20%. При этом т/я выход может составлять до ~60 МВт при плотности ~2×10^{20} м$^{-3}$. На второй сверху панели рис. 13 показана величина т/я фактора усиления Q с учетом вклада от реакции пучок-плазма. Видно, что эта величина превосходит единицу при $n_e > 0.7 \times 10^{20}$ м$^{-3}$.

Таким образом при малой плотности плазмы ($n_e \sim 5 \times 10^{20}$ м$^{-3}$) разряд характеризуется относительно небольшой мощностью т.я. реакций ~14 МВт, (~0.16 МВт/м^2 потока нейтронов на стенку). С ростом плотности эффективность генерации тока падает (рис. 1), и для поддержания стационара требуется наращивать мощность дополнительных систем. При этом в рассмотренных режимах мощность термоядерного энерговыделения нарастает прямо пропорционально вводимой мощности P_{aux}, так что коэффициент усиления т.я. мощности Q остается вблизи единицы во всем рассмотренном диапазоне. Это означает, в том числе, что в диапазоне умеренных плотностей плазмы, – $0.5 < n_{e20} < 1.0$ и в предположении, что мощность дополнительных систем

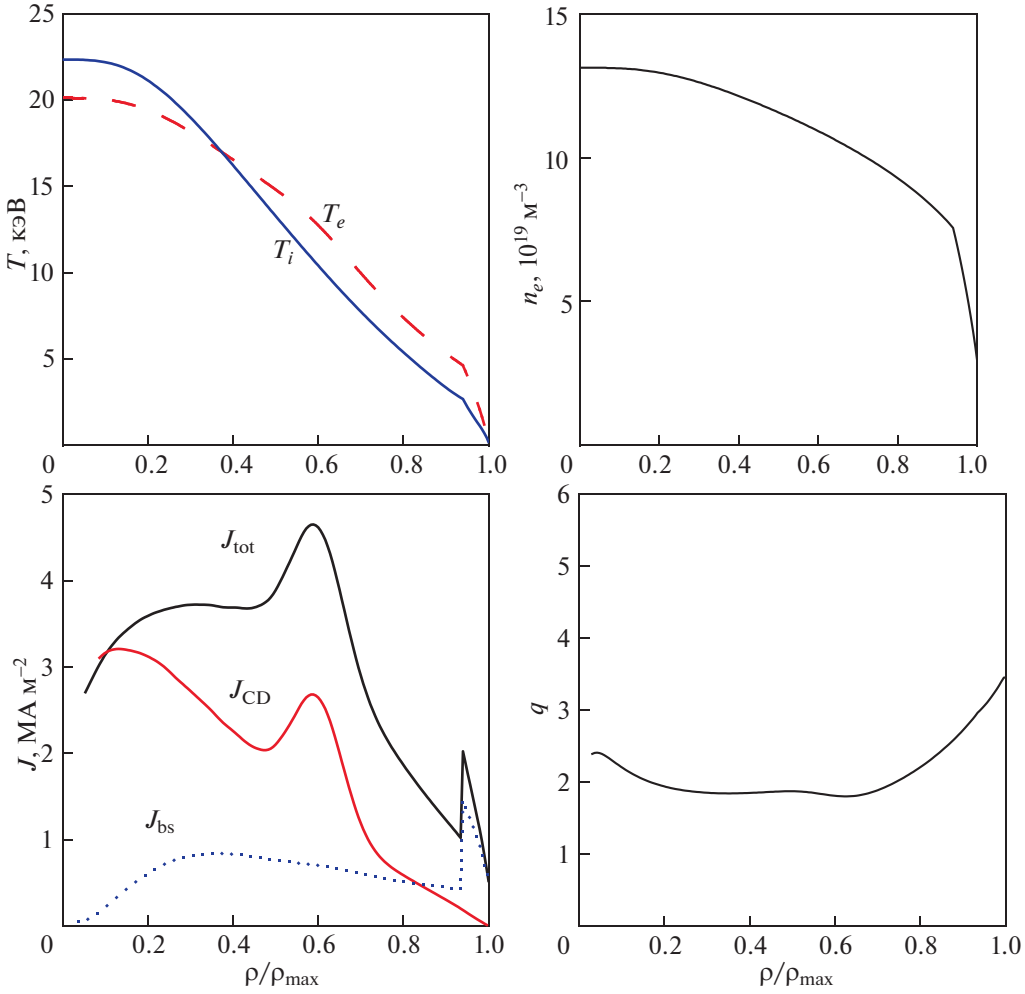

Рис. 12. Радиальные профили основных параметров шнура для разряда TRT в D/T-плазме с $B_0 = 8$T, $I_p = 5$ MA, $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{20}$ м$^{-3}$, $P_{NB} = 20$ МВт, $P_{EC} = 10$ МВт, HH = 1.2, $\Delta t = 157.3$ с для $\Delta\psi = 4$ В сек, $P_{dt} = 33.8$ МВт, $Q = 1.13$ (с учетом реакций на пучке – $P_{dtf} = 37.3$ МВт, $Q_f = 1.24$).

TRT в сумме составит не менее 30–35 МВт, имеется широкое операционное окно параметров разрядов TRT с действительно реакторо-пригодной плазмой. Также немаловажным является то обстоятельство, что стационарные режимы с током плазмы 4 МА характеризуются надежной МГД-устойчивостью. Во всех рассмотренных сценариях минимальное значение запаса устойчивости оказывается $q_{min}(\rho) > 3$.

5. СТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ В ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

В табл. 2 представлены параметры TRT для работы с инжекцией дейтериевого пучка в дейтериевую плазму с током порядка Ip ~ 4 МА. Кроме 20 МВт нейтральной инжекции ($E_b = 500$ keV) использовалась ЭЦР-мощность ~5 МВт и ВЧ-мощность ~5 МВт. Под ВЧ-мощностью здесь подразумевается мощность ИЦР-нагрева (упрощенная модель в ASTRA). Концептуальный проект ИЦР-системы TRT с мощностью порядка 5 МВт находится в начальной стадии разработки. Полная мощность нагрева и поддержания тока ~30 МВт. При этом получающиеся температуры оказываются в диапазоне 10–15 кэВ и поток тепловых нейтронов ~(5–7) × 10^{16}. Величина β_N составляет 2–2.1, а длительность разряда – от ~100 s до полностью стационарного при малой плотности.

В табл. 2 I_{oh}, I_{bs} и I_{bm} – это процентные содержания омического тока, бутстреп-тока и тока, генерируемого пучком в полном токе плазмы. Q_n и Γ_n – мощность только тепловых DD-реакций (в кВт и в нейтронах в секунду, соответственно). Мощность реакций на пучке в D-режимах примерно в 3–4 раза выше тепловых. Суммарный ис-

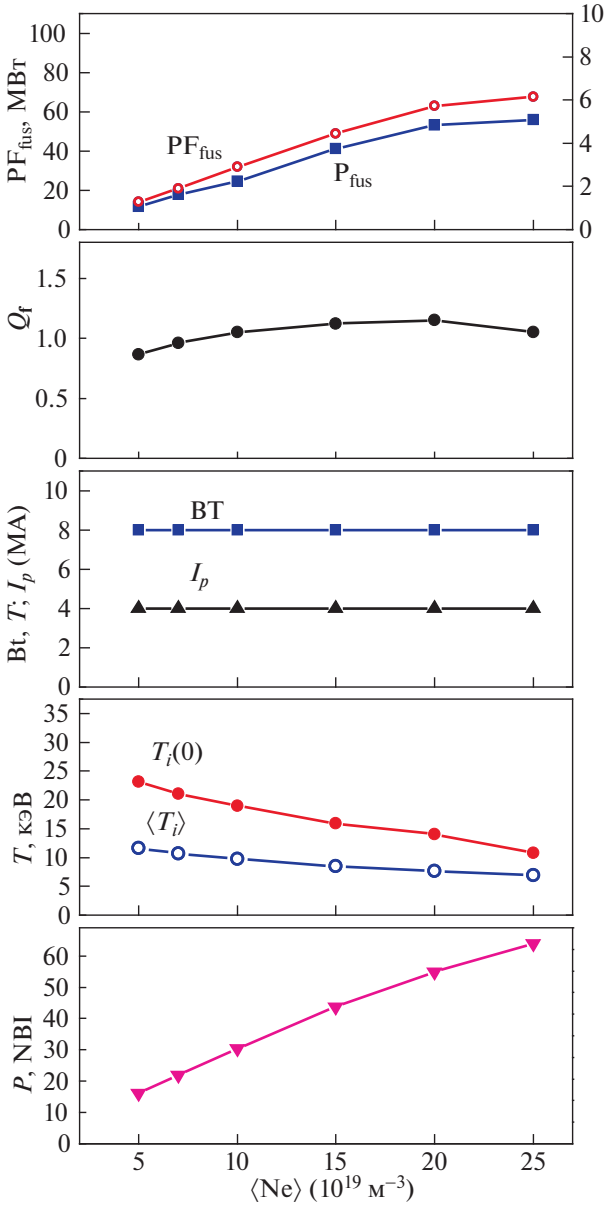

Рис. 13. Зависимость параметров TRT от средней плотности плазмы при инжекции пучков дейтерия с энергией 500 кэВ в D/T-плазму (50%/50%).

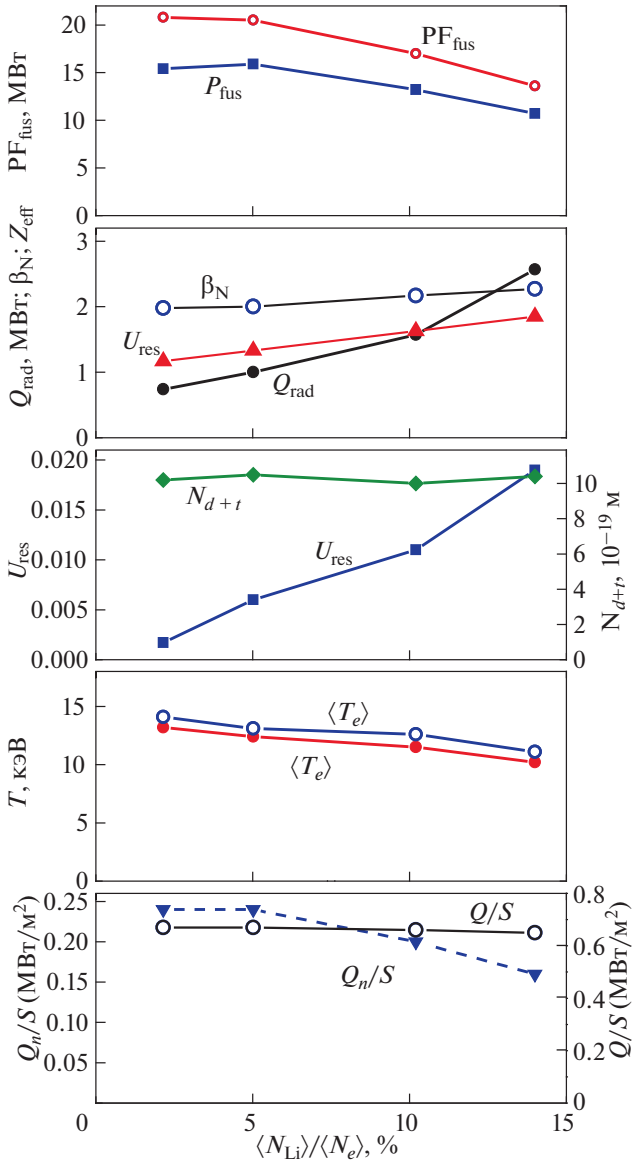

Рис. 14. Зависимость параметров DT-плазмы TRT от количества лития в стационарных разрядах с $B_0 = 8$ Т и $I_p = 3$ МА.

точник нейтронов, однако, не превосходит (1–2) × 10^{18} $с^{-1}$. Как показывают расчеты, предусмотренная в TRT радиационная защита при таких потоках надежно предохраняет ЭМС TRT от ядерного перегрева в стационарных сценариях.

Таким образом, видно, что имеется довольно широкая область параметров, которая позволяет менять параметры режимов TPT и искать оптимум. Так уменьшение величины тока и плотности плазмы позволяет увеличивать длину разряда. Увеличение плотности и тока плазмы позволяет увеличивать термоядерный выход, но при этом приводит к уменьшению длительности разряда.

6. ПРИМЕСЬ ЛИТИЯ В ПЛАЗМЕ TRT

Отметим, что удельная мощность, необходимая для поддержания стационарных или длительных ($t > 30$ с) разрядов с большим током оказывается достаточно большой ($P_{aux}/S > 0.1$ МВт/м^2) и значительно превышает предел, достигнутый в экспериментах [7]. Однако, этот предел получен в экспериментах с углеродным покрытием первой стенки. Использование лития для экранировки первой стенки может облегчить ситуацию. Посте-

Таблица 2. Зависимость параметров TPT от средней плотности дейтериевой плазмы

$\langle n_{e20}\rangle$	$\langle T_i\rangle$	T_{i0}	I_{oh} (%)	I_{bs} (%)	I_{bm} (%)	Q_n (кВт)	Γ_n (10^{16} с$^{-1}$)	Δt (с)	β_N
7	8.2	15.8	–	43.9	65.5	27	7	∞	1.43
10	6.38	11.4	4.1	47.6	53.9	26	6.8	258	1.65
15	5.03	8.11	27.0	49.5	29.1	25	6.7	122	1.67
20	3.9	5.9	42.9	47.0	16.9	20	5.2	66.5	1.61

пенное наращивание содержания лития в TRT является неотъемлемой составляющей всей программы исследований, нацеленной на достижение необходимого для любого термоядерного реактора приемлемого по техническим требованиям стационара взаимодействия плазмы со “стенкой”.

Все приведенные выше результаты расчетов, если не оговаривалось особо, были получены в предположении, что основной примесью в плазме является литий в количестве ~4%.

На рис. 14 показана зависимость параметров DT-плазмы TPT от количества лития в разряде. Как показывают расчеты, увеличение количества Li до 10–15% при сохранении концентрации DT-смеси не сильно влияет на реакторные характеристики плазмы. Все это по-прежнему стационарные режимы с достаточной (для гибридного варианта) мощностью термоядерных реакций.

На рис. 15 показаны характерные радиальные распределения электронной и ионной температур и концентраций электронов, ионов лития и термализованных альфа-частиц. Важно отметить, что поскольку в расчетах предполагалось, что литий поступает в плазму с поверхности первой стенки, то при общем содержании Li до ~15% его радиальное распределение остается достаточно плоским. Дальнейшее увеличение потока Li со стенок, однако, приводит к переохлаждению периферии плазменного шнура, контрактации токового канала и, как следствие, ухудшению МГД-устойчивости плазмы.

В целом расчеты показывают, что в разрядах TRT содержание Li на уровне ~10–12% является вполне приемлемым.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ сценариев разрядов в TRT продемонстрировал, что проектные значения тока плазмы $I_p = 5$ МА могут быть получены в разрядах с длительностью плато тока более 100 секунд. При этом в DT-режимах мощность потока термоядерных нейтронов на стенку составляет ~0.5 МВт/м^2 при суммарной мощности систем дополнительного нагрева и генерации тока плазмы TRT равной 30 МВт, т.е. с большим запасом превосходит потребности гибридного реактора.

Снижение тока плазмы до 4 МА открывает широкое пространство операционных режимов с полностью безындукционным поддержанием тока (стационарных) и сохранением реакторных харак-

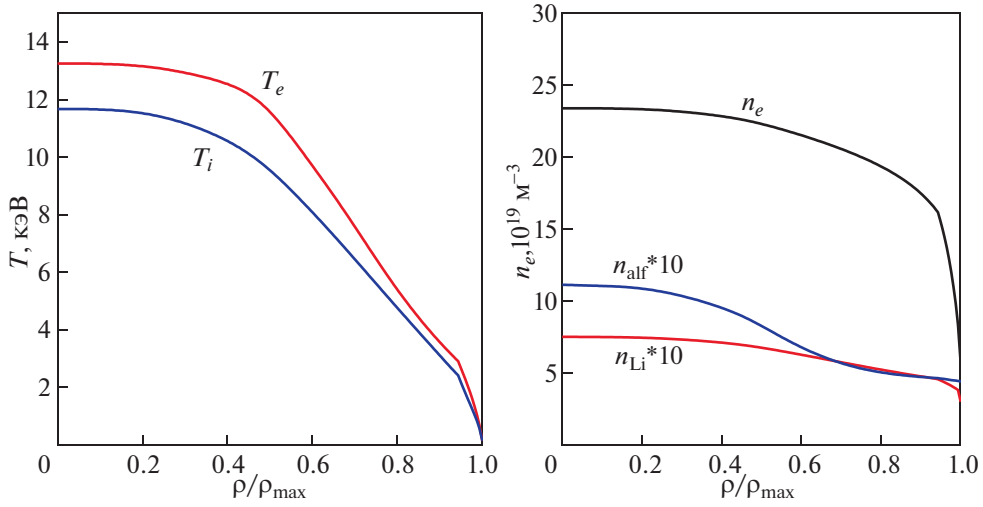

Рис. 15. Характерные профили электронной и ионной температур (слева), концентрации электронов, ионов лития и термализованных альфа-частиц (справа) в разряде с содержанием 10% Li при $\langle n_e\rangle = 2 \times 10^{20}$ м$^{-3}$.

теристик (нейтронный поток выше 0.15 МВт/м^2). Кроме того, снижение тока плазмы до 4 МА обеспечивает необходимый запас по МГД-устойчивости и, следовательно, потенциально открывает путь к осуществлению управляемых не только по интегральным значениям, но и радиальным распределениям ключевых параметров плазмы стационарных режимов.

Значительное (<15%) содержание примеси Li в TRT вполне допустимо для поддержания реакторных характеристик разряда.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации Росатом в рамках договора от 5 сентября 2019 г. № 313/1671-Д.

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.И., Денисов Г.Г.* // Физика плазмы. 2021. Т. 46. № 11.
2. *Costley A.E.* // Nucl. Fusion 56 066003, 2016.
3. *Creely A.J., Greenwald M.J., Ballinger S.B., Brunner D., Canik J., Doody J., Fülöp T., Garnier D.T., Granetz R., Gray T.K., Holland C., Howard N.T., Hughes J.W., Irby J.H., Izzo V.A., Kramer G.J., Kuang A.Q., LaBombard B., Lin Y., Lipschultz B., Logan N.C., Lore J.D., Marmar E.S., Montes K., Mumgaard R.T., Paz-Soldan C., Rea C., Reinke M.L., Rodriguez-Fernandez P., Särkimäki K., Sciortino F., Scott S.D., Snicker A., Snyder P.B., Sorbom B.N., Sweeney R., Tinguely R.A., Tolman E.A., Umansky M., Vallhagen O., Varje J., Whyte D.G., Wright J.C., Wukitch S.J., Zhu J.* and the SPARC Team // J. Plasma Phys. 2020. V. 86, 865860502
4. *Бельченко Ю.И., Бурдаков А.В., Давыденко В.И., Горбовский А.И., Емелев И.С., Иванов А.А., Санин А.Л., Сотников О.З.* // Физика плазмы. 2021. Т. 46. № 11. С.@
5. *Белоусов В.И., Денисов Г.Г., Шмелев М.Ю.* // Физика плазмы. 2021. Т. 46. № 11.
6. *Kikuchi M., Takizuka T., Medvedev S., Ando T., Chen D., Li J.X., Austin M., Sauter O., Villard L., Merle A., Fontana M., Kishimoto Y., Imadera K.* // Nucl. Fusion. 2019. 59. 056017
7. *Mirnov S.V.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. 0150017.
8. DTT Divertor Tokamak Test Facility Project Proposal, blue book, https://www.dtt-project.it/images/DTT_-Books/DTT_ProjectProposal_July2015.pdf
9. *Мазуль И.В., Гиниятулин Р.Н., Кавин А.А., Литуновский Н.В., Маханьков А.Н., Пискарев П.Ю., Танчук В.Н.* // Физика плазмы. 2021. Т. 46. № 11.
10. *Вертков А.В., Жарков М.Ю., Люблинский И.Е.* // Физика плазмы. 2021. Т. 46. № 11. С.
11. *Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.* ASTRA – Automated System for Transport Analysis in a Tokamak: Preprint IPP 5/98, Garching, Germany, 2002.
12. *ITER Pysics expert group on confinement and transport*, 1999 Chapter 2: plasma confinement and transport // Nucl. Fusion. 39 (12). P. 2175.
13. *Chang C.S., Hinton F.L.* // Phys. Fluids. 1986. V. 29. 3314.
14. *Polevoi A., Shirai H., Takizuka T.* // JAERI Data/Code 97-014.
15. *Oikawa T., Park J.M., Polevoi A.R., Schneider M., Giruzzi G., Murakami M., Tani K., Sips A.C.C., Kessel C., Houlberg W., Hamamatsu K., Basiuk V., Pankin A., McCune D., Budny R., Konovalov S.V., Na Y.-S., Voitsekhovich I., Suzuki S.* // Proc. 22nd IAEA Fusion Energy Conference, Geneva 2008, IT/P6-5.
16. *Leonov V.M., Zhogolev V.E.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 903.
17. *Звонков А.В., Куянов А.Ю., Сковорода А.А., Тимофеев А.В.* // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 5. С. 424.
18. *Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Минеев А.Б., Коновалов С.В., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р.* // Физика плазмы. 2021. Т. 46. № 11.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 11, с. 998–1006

ТОКАМАКИ

УДК 533.9.01

УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ С УЧЕТОМ ПЬЕДЕСТАЛА ДАВЛЕНИЯ

© 2021 г. С. Ю. Медведев[a, b, c, *], А. А. Мартынов[a, b, c, **], С. В. Коновалов[b, c, *], В. М. Леонов[b, c, ****], В. Э. Лукаш[b, c, *****], Р. Р. Хайрутдинов[b, c, ******]**

[a] *Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия*

[b] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*

[c] *Частное учреждение государственной корпорации по атомной энергии "Росатом", "Проектный центр ИТЭР", Москва, Россия*

**e-mail: medvedevsyu@keldysh.ru*

***e-mail: martynov@keldysh.ru*

****e-mail: konovalov_sv@nrcki.ru*

*****e-mail: leonov_vm@nrcki.ru*

******e-mail: lukash08@yandex.ru*

*******e-mail: khayrutd@mail.ru*

Поступила в редакцию 10.05.2021 г.
После доработки 30.05.2021 г.
Принята к публикации 02.06.2021 г.

Исследование стационарных режимов с высоким удержанием плазмы в токамаке с реакторными технологиями (TRT) [1] предполагает расчеты устойчивости плазмы с учетом влияния профилей плотности тока и градиента давления в приграничном пьедестале. При этом должны быть определены операционные пределы по параметрам пьедестала, которые, в частности, определяются границей устойчивости пилинг-баллонных мод, служащих триггерами периферийных срывов Edge Localized Modes (ELM). На основе моделирования квазиравновесной эволюции плазмы при помощи кодов ASTRA и DINA, а также при помощи симулятора МГД-мод, локализованных на границе плазменного шнура, на основе кода KINX проведены расчеты устойчивости для различных сценариев плазмы в TRT при изменении профилей плотности и температуры плазмы, а также соответствующей плотности бутстреп-тока в области пьедестала. При этом также используются экспериментальные скейлинги для ширины пьедестала. Полученные величины давления оказываются ниже пределов для ИТЭР-подобной плазмы из-за меньшей треугольности и более высокого аспектного отношения плазмы TRT. По этой же причине обращение шира магнитного поля в пьедестале происходит при меньшей плотности тока, что приводит к неустойчивости мод с низкими тороидальными волновыми числами и снижает эффект диамагнитной стабилизации.

Ключевые слова: токамак, МГД-устойчивость, пьедестал давления

DOI: 10.31857/S0367292121110226

1. ВВЕДЕНИЕ

Режим с высоким временем удержания энергии в плазме токамака – H-mode – сопровождается формированием транспортного барьера во внешней области плазмы вблизи сепаратрисы: улучшение удержания связано с высотой пьедестала, т.е. величиной давления на границе транспортного барьера, представляющего собой область с пониженными транспортными коэффициентами. Достижение стационарных H-mode режимов является одной из целей проекта TRT. При этом операционные пределы установки определяются устойчивым удержанием плазмы с достаточно высокими значениями нормированного β_N и давления на пьедестале. Ограничения на высоту пьедестала основаны на предположении о том, что пилинг-баллонные моды, локализованные у границы плазмы, являются спусковым механизмом для развития ELM. Пилинг-баллонные моды – это идеальные МГД-неустойчивости, которые вызываются большими градиентами давления и соответствующим бутстреп-током в области транспортного барьера у границы плазмы. Границы устойчивости таких мод в плоскости "градиент давления–плотность тока" сильно зависят от формы плазмы, а траектория в этой плоскости, по которой эволюционируют параметры пьедестала, – от параметра столкнови-

тельности плазмы ν* [2, 3]. Для ИТЭР-подобной плазмы при высоких значениях ν* генерация бутстреп-тока становится менее эффективной, и в основном баллонные моды с относительно большими волновыми числами $n > 10$ ограничивают параметры плазмы. При низких ν* моды с меньшими $n = 1$–5, которые дестабилизируются большой плотностью тока, являются самыми неустойчивыми, в том числе из-за обращения шира линий равновесного магнитного поля. Несмотря на локализацию в пьедестале, пилинг-баллонные моды обладают сложной пространственной структурой, и для определения их устойчивости необходимы численные расчеты по двумерным кодам. В расчетах по коду KINX [4] плазма распространяется до сепаратрисы магнитного поля.

В разделе 2 описаны опорные равновесные конфигурации TRT и найдены пределы устойчивости относительно внешних винтовых мод при повышении давления. В разделе 3 изложена модель пьедестала, ее применение к опорным равновесиям и скейлинги для ширины и высоты пьедестала. Расчеты предельных по устойчивости параметров пьедестала с учетом диамагнитной стабилизации представлены в разделе 4. В заключение сделаны выводы об операционных пределах плазмы TRT.

2. ОПОРНЫЕ РАВНОВЕСНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ И ПРЕДЕЛЫ УСТОЙЧИВОСТИ

Равновесие со свободной границей, рассчитанное по коду DINA, задает геометрию плазмы для исследования пределов устойчивости TRT (рис. 1а). Параметры плазмы соответствуют большому плазменному току $I_p = 4.8$ МА (тороидальное поле $B_0 = 8$ Тл), но низкому давлению (рис. 1б). При заданной сепаратрисе, совпадающей с границей плазмы, сохраняя профиль плотности тока $\langle \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} \rangle_\psi / \langle \mathbf{B} \cdot \nabla \varphi \rangle_\psi$, параллельного полному винтовому равновесному магнитному полю $\mathbf{B}$ с осреднением $\langle\ \rangle_\psi$ по объему между магнитными поверхностями, и пропорционально увеличивая давление, можно получить последовательность равновесий для изучения предельных по МГД-устойчивости параметров плазмы (рис. 1в).

Естественным условием для работы токамака в стационарном режиме является запас устойчивости по отношению к крупномасштабным внешним винтовым модам, которые ответственны за предел Тройона. На рис. 2 показаны пределы устойчивости в единицах нормированного бета β_N для мод с тороидальными волновыми числами $n = 1$–5; $\beta_N = \beta / I_N$, $\beta = 2\mu_0 \langle p \rangle_V / B_0^2$, $I_N = I_p[\text{МА}]/(a[\text{м}]B_0[\text{Тл}])$, где $\langle p \rangle_V$, B_0, a – осредненное по объему плазмы давление, вакуумное тороидальное поле в геометрическом центре и малый радиус плазмы соответственно. Заметим, что при более высоких значениях n может быть существенна диамагнитная стабилизация [5]. Таким образом, равновесие с $\beta_N = 1.8$ (рис. 1в) при предельном $\beta_N < 2.2$ является консервативным выбором опорного равновесия с пикированным профилем давления $p_0 / \langle p \rangle_V = 3.4$; внутренняя индуктивность равновесного тока $l_i(3) = 0.74$.

Другой вариант равновесной конфигурации TRT соответствует стационарному режиму, полученному по коду ASTRA (рис. 3) с током плазмы 4 МА. При этом из-за неиндукционного поддержания тока профиль запаса устойчивости является немонотонным ($q_{\min} = 1.85$), а показатель пикированности давления существенно ниже $p_0 / \langle p \rangle_V = 2.4$, внутренняя индуктивность $l_i(3) = 0.68$ (рис. 3а). При той же границе плазмы предельное $\beta_N \approx 2$ относительно устойчивости внешней винтовой моды $n = 1$ оказывается ниже (рис. 3б) по сравнению с $\beta_N \approx 2.5$ для первого равновесия (рис. 2). Учет стабилизирующего влияния проводящей стенки, подобной границе плазмы с коэффициентом 1.3, дает возможность увеличить этот предел до 2.7 при условии стабилизации моды, остающейся неустойчивой из-за конечной проводимости стенки ($n = 1$ resistive wall mode – RWM).

Следует отметить, что пределы по давлению связаны с показателем формы сечения плазмы, который можно оценить как произведение $q_{95} I_N$, где q_{95} – значение фактора запаса устойчивости на магнитной поверхности с долей полоидального потока 95% внутри сепаратрисы. Этот показатель оказывается меньше для плазмы TRT с аспектным отношением $A = 2.15/0.56 = 3.8$, вытянутостью $\kappa = 2$ и треугольностью $\delta = 0.2$: $q_{95} I_N = 3.7$–3.9 по сравнению с $q_{95} I_N = 4.4$–5 для ИТЭР ($A = 6.2/2 = 3.1$, $\kappa = 1.8$, $\delta = 0.4$). Скорее всего, более низкий показатель формы является причиной понижения предела Тройона по сравнению с $\beta_N > 3$ в подобных сценариях ИТЭР [5]. Предельное бета может быть увеличено при большей треугольности, а также за счет оптимизации профилей тока и давления.

3. МОДЕЛЬ ПЬЕДЕСТАЛА

Для самосогласованного расчета бутстреп-тока с учетом столкновительности плазмы нужны профили плотности и температуры [2, 3]. В коде EPED1 [6] используется следующая параметриза-

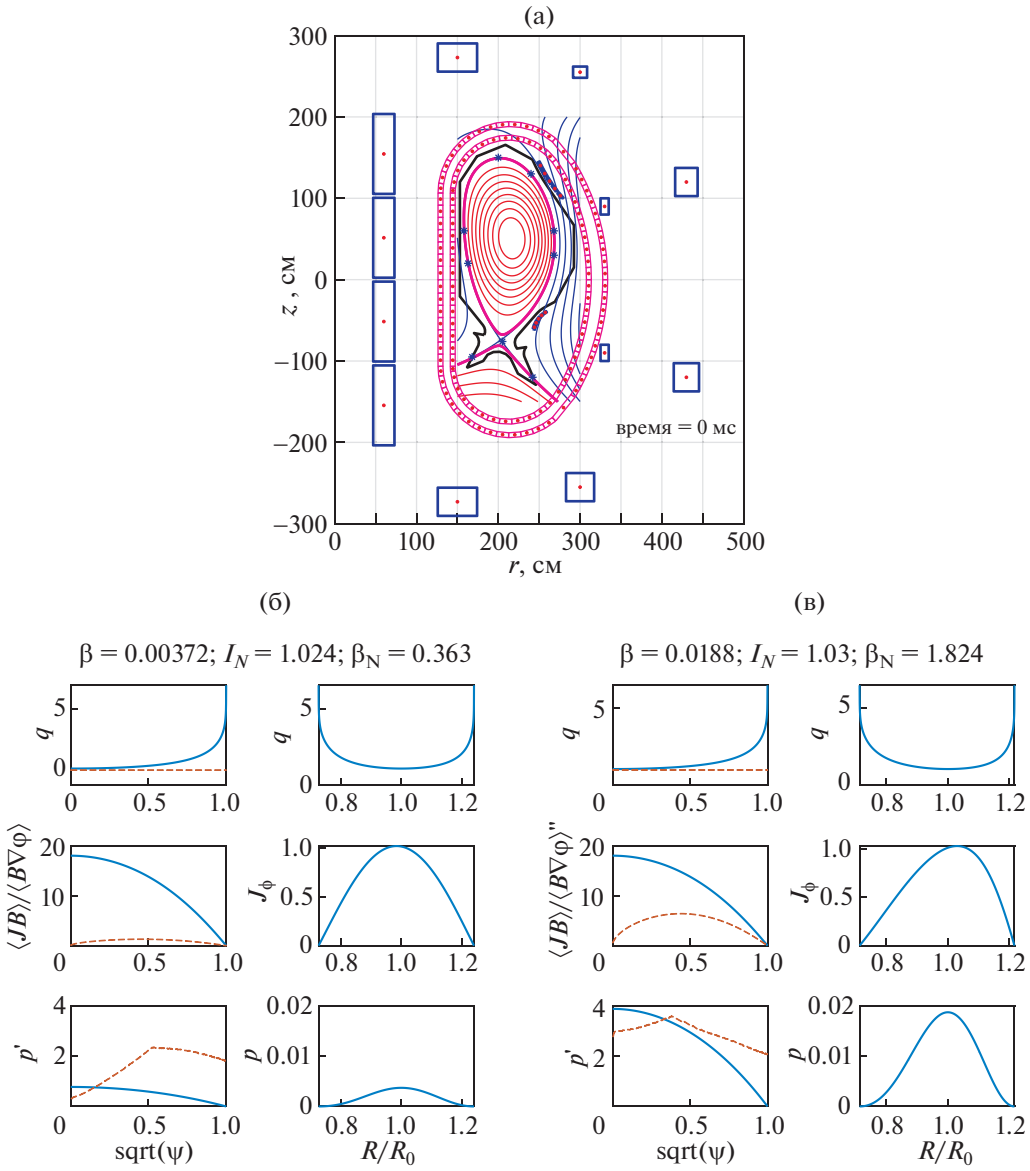

Рис. 1. Равновесие TRT со свободной границей: показаны линии уровня функции полоидального потока ψ (а). Профили плазмы для опорных равновесий: исходные профили, $\beta_p = 0.16$ (б); увеличенное в 5 раз давление плазмы, $\beta_p = 0.81$ (в). Плотность бесстолкновительного бутстреп-тока и предельный по баллонным модам градиент давления показаны штриховой линией на графиках для продольной плотности тока и градиента давления соответственно.

ция в пьедестале для профилей электронной плотности и температуры:

$$n_e = n_{sep} + a_n\{\tanh[2(1-\psi_{mid})/\Delta] - \tanh[2(\bar{\psi}-\psi_{mid})/\Delta]\},$$
$$T_e = T_{sep} + a_T\{\tanh[2(1-\psi_{mid})/\Delta] - \tanh[2(\bar{\psi}-\psi_{mid})/\Delta]\}, \quad (1)$$

где Δ – ширина пьедестала, ψ_{mid} – положение центра пьедестала (в общем случае эти параметры могут отличаться для профилей плотности и температуры) в единицах нормализованного полоидального потока $\bar{\psi}$. Коэффициенты a_n, a_T определяются по заданным величинам плотности n_{ped} и температуры T_{ped} на вершине пьедестала при $\psi_{ped} = \psi_{mid} - \Delta/2$ и значениям на сепаратрисе n_{sep}, T_{sep}. В модели EPED1, проверенной в экспериментах на токамаке DIII-D, ширина пьедестала зависит от его высоты в соответствии со следующим скейлингом:

$$\Delta = 0.076\beta_{p,ped}^{1/2}, \quad (2)$$

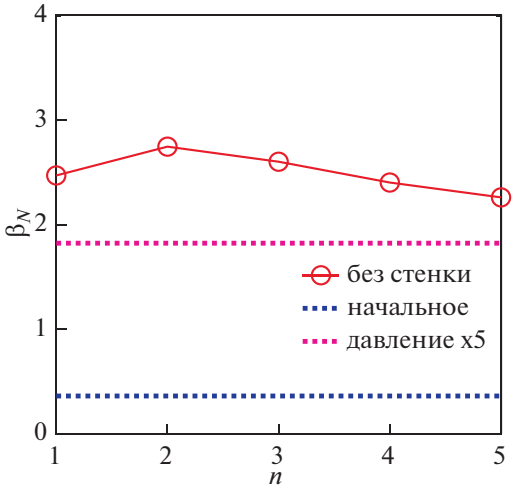

Рис. 2. Предельные значения нормированного бета по устойчивости внешних винтовых мод с тороидальными волновыми числами $n = 1–5$. Горизонтальные пунктиры показывают значения β_N для равновесий с рис. 1.

где $\beta_{p,ped}$ – величина полоидального бета на вершине пьедестала ψ_{ped} для профилей (1); $\beta_{p,ped} = 2\mu_0 p_{ped}/B^2_{p,sx}$, $B^2_{p,sx} = (\mu_0 I_p/L_p)^2$, $B_{p,sx}$ – осредненное полоидальное поле на сепаратрисе, L_p – периметр сепаратрисы. В свою очередь, предельные по устойчивости пилинг-баллонных мод значения $\beta_{p,ped}$ зависят от ширины пьедестала Δ следующим образом: $\beta_{p,ped} \sim \Delta^{3/4}$, что соответствует уменьшению предельного значения нормированного градиента давления α с увеличением ширины пьедестала. В [7] скейлинг предельного $\beta_{p,ped}$ от ширины уточнен для более широкого класса профилей с произвольным положением пьедестала ψ_{mid} ($\psi_{mid} > 1 - \Delta/2$ соответствует сдвигу пьедестала к сепаратрисе и большим значениям градиента давления на границе) с использованием глубины пьедестала $D = 1 - \psi_{ped}$; при этом можно использовать независящее от профиля пьедестала определение положения вершины пьедестала ψ_{ped}: $p'(\psi_{ped}) = (1 - \tanh^2(1))p'_{\max} \approx \approx 0.42p'_{\max}$, где максимум берется по пьедесталу, как для профиля давления через гиперболический тангенс: для профилей (1) $D \approx \Delta$. В дальнейшем этот скейлинг обобщен с учетом зависимости предела устойчивости от нормированного тока I_N [8]

$$\beta_{p,ped} = CD^{3/4}/I_N^{1/3}, \qquad (3)$$

где коэффициент $C \approx 3$ для плазмы с геометрией сечения подобной ИТЭР. Вместе с (2), для глубины пьедестала D близкой к Δ для профилей EPED1 [7], это дает $\beta_{p,ped} = 3^{1.6}(0.076)^{1.2}/I_N^{8/15}$, что с учетом геометрии плазмы в ИТЭР ($L_p/a = 18.2/2$) и при приближенной замене $8/15 \approx 0.5$ приводит

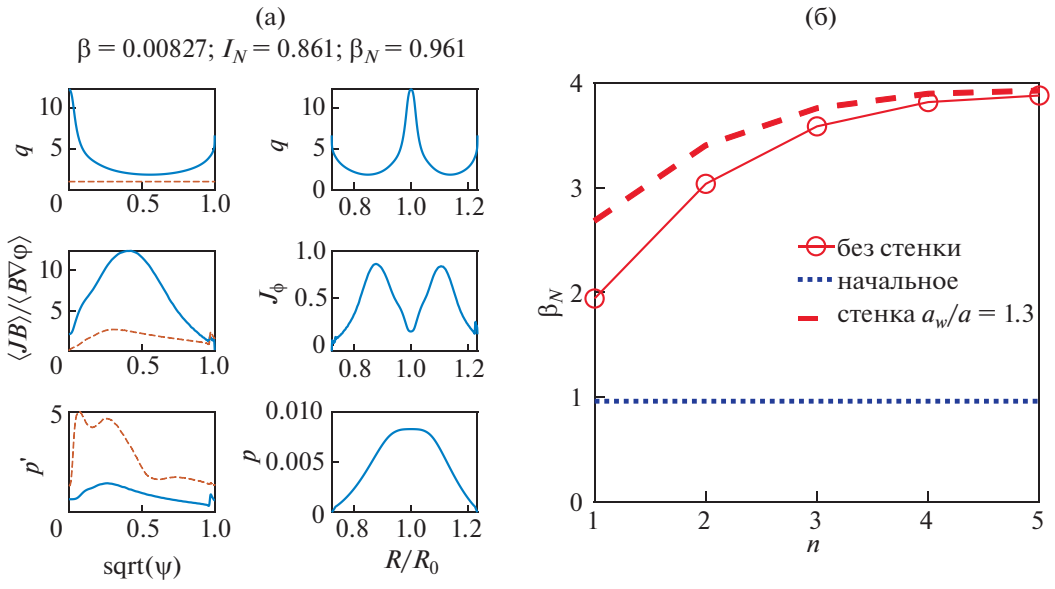

Рис. 3. Профили плазмы для опорного равновесия $\beta_p = 0.55$ (а); предельные значения нормированного бета по устойчивости внешних винтовых мод с тороидальными волновыми числами $n = 1–5$ (б). Горизонтальный пунктир показывает значение β_N для опорного равновесия.

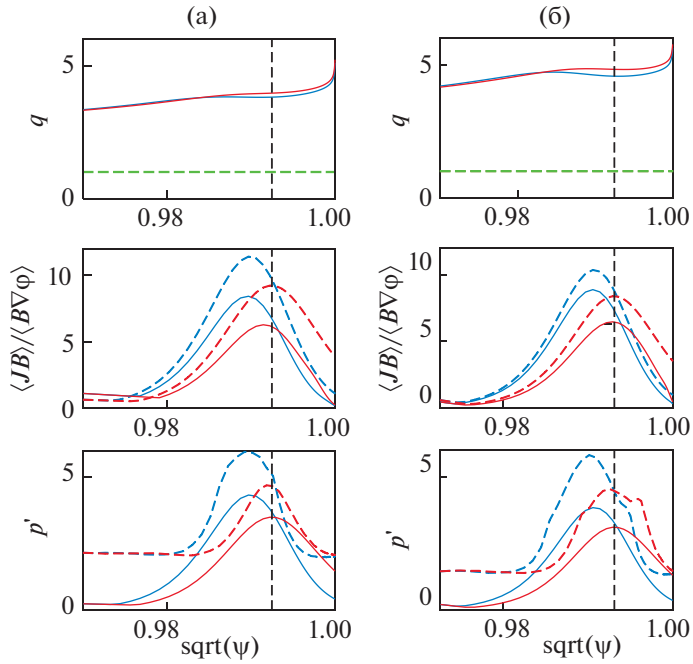

Рис. 4. Профили в пьедестале для пикированного (n_{sep}/n_{ped} = 0.25, синий цвет) и плоского (n_{sep}/n_{ped} = 1, красный) распределения плотности в пьедестале, $\Delta = 0.03$, $\beta_{p,ped} = 0.156$, $B_0 = 8$ Тл: равновесие с рис. 1в, $n_{ped} = 15\times10^{19}$ м$^{-3}$, T_{ped} = 1.68 и 1.60 кэВ, p_{ped} = 81 и 77 кПа, I_p = 4.87 и 4.76 МА (а); равновесие с рис. 3а, $n_{ped} = 5\times10^{19}$ м$^{-3}$, T_{ped} = 3.46 и 3.35 кэВ, p_{ped} = 55 и 52 кПа, I_p = 4.0 и 3.95 МА (б). Штриховые кривые показывают плотность бесстолкновительного бутстреп-тока и предельный по баллонным модам градиент давления. Вертикальные штриховые линии показывают положение центра пьедестала $\sqrt{1-\Delta/2} = 0.9925$.

удобному выражению для предельного давления на пьедестале

$$p_{ped}[\text{кПа}] = 2I_p[\text{МА}]^{1.5}B_0[\text{Тл}]^{0.5}/a[\text{м}]^{1.5}. \quad (4)$$

Для величины нормированного бета на пьедестале $\beta_{N,ped} = (2\mu_0 p_{ped}/B_0^2)/I_N$ это эквивалентно

$$\beta_{N,ped}[\%] = 0.5I_N^{0.5} \quad (5)$$

при ширине пьедестала в единицах нормированного полоидального потока

$$\Delta \approx D = 0.04I_N^{-0.25}. \quad (6)$$

Для получения равновесий, согласованных с моделью пьедестала при заданной ширине Δ, которое определяет $\beta_{p,ped}$ в соответствии с (2), достаточно задать плотность плазмы на вершине пьедестала и на сепаратрисе, а температуру подобрать по p_{ped}, при условии того, что температура на границе плазмы низка: стандартное значение T_{sep} = 75 эВ. Согласованное равновесие определяется итерационным способом при заданном вакуумном магнитном поле и величине $B_{p,sx}$, изменяющейся за счет плотности тока в пьедестале. На рис. 4 показаны пьедестальные профили для $\Delta = 0.03$ при разных распределениях плотности. Важно отметить, что при более низкой и более пикированной плотности бутстреп-ток выше, что приводит к немонотонности профиля запаса устойчивости q в пьедестале. В случае низкой плотности это приводит к обращению шира даже при плоском профиле плотности.

4. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ПО УСТОЙЧИВОСТИ ПАРАМЕТРЫ ПЬЕДЕСТАЛА И УЧЕТ ДИАМАГНИТНОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ

4.1. Предельная высота пьедестала и диаграмма устойчивости

В рамках модели EPED1 можно построить последовательность равновесий с повышением давления на вершине пьедестала и соответствующим увеличением ширины пьедестала, а затем определить предел по устойчивости пилинг-баллонных мод. Другим способом исследования устойчивости пьедестала является построение диаграмм устойчивости [6]. При этом профили градиента давления и параллельной плотности тока можно пропорционально изменять при фиксированной ширине пьедестала [8]. Для каждой моды с заданным тороидальным волновым числом n находят-

ся границы устойчивости в параметрической плоскости $(\alpha, J_\parallel/\langle J\rangle)$, где в центре пьедестала ψ_{mid} нормализованный градиент давления определяется как в [9]

$$\alpha = \frac{2\mu_0}{4\pi^2}\frac{dp}{d\psi}\frac{dV_\psi}{d\psi}\sqrt{\frac{V_\psi}{2\pi^2 R}},$$

а параллельная плотность тока $J_\parallel = \langle \mathbf{j}\cdot\mathbf{B}\rangle_\psi / \langle|\mathbf{B}|\rangle_\psi$ (осреднение по объему между магнитными поверхностями) нормирована на среднюю по сечению плотность полного тока плазмы $\langle J\rangle = I_p/S_p$.

4.2. Диамагнитная стабилизация

Для оценки воздействия диамагнитной стабилизации, которая в простейшей модели наступает при $\gamma < \omega_*/2$ [10], диамагнитная частота задается следующим выражением [11]: $\omega_* = \omega_{*pi} = (n/n_i e_i)(dp_i/d\psi)$, где ψ – полоидальный поток, p_i, n_i, e_i – давление, плотность и заряд ионов, n – тороидальное волновое число. Удобно использовать выражение ω_* через ионно-циклотронную частоту $\omega_{Bi} = e_i B_0/m_i$ и альфвеновскую частоту $\omega_A = B_0/(R\sqrt{\mu_0\rho})$:

$$\omega_* = n\frac{\omega_A}{\omega_{Bi}}\omega_A\frac{R^2}{B_0}\mu_0\frac{dp_i}{d\psi},$$

где m_i – масса иона, B_0 – вакуумное магнитное поле, R – большой радиус плазмы, ρ – массовая плотность на магнитной оси. Частота диамагнитного дрейфа ионов рассчитывается в середине пьедестала давления плазмы, предполагая, что $p_i' = p'/2$.

Диамагнитная стабилизация особенно эффективна для мод с высоким тороидальным волновым числом, величине которого пропорциональна диамагнитная частота. Для расчетов инкремента используется профиль массовой плотности, соответствующий моделированию по коду ASTRA (рис. 5).

Для построения диаграмм устойчивости были использованы равновесия с рис. 4 при фиксированной ширине пьедестала $\Delta = 0.03$ (рис. 6 и 7). Полоидальное бета для исходных равновесий одинаково $\beta_{p,ped} = (\Delta/0.076)^2 = 0.156$. При этом коэффициент C из скейлинга (5) для высоты пьедестала оказывается ниже стандартного предела $C = 3$ для ИТЭР-подобной плазмы: $C = 2.2$–2.1. Это соответствует рассчитанной устойчивости исходных равновесий с рис. 6 (пикированный профиль давления, относительно высокое $\beta_p = 0.81$), но противоречит неустойчивости равновесий с рис. 7 (немонотонное q, $\beta_p = 0.56$). В последнем случае только учет диамагнитной стабилизации дает устойчивость: для дейтериевой плазмы в TRT с плотностью на магнитной оси $n_i = 2\times10^{20}$ (10^{20}) м$^{-3}$ и $R = 2.15$ м имеем $\omega_A/\omega_{Bi} = 0.0106$ (0.015) для рис. 6 (рис. 7).

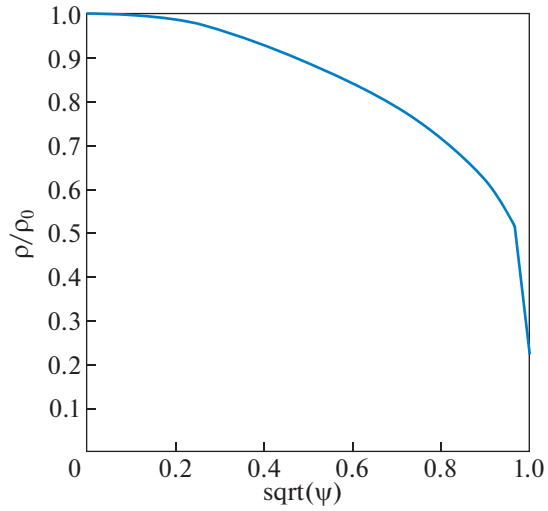

Рис. 5. Нормированная массовая плотность плазмы для расчета инкрементов.

В табл. 1 и 2 приведены предельные параметры пьедестала по методу EPED1, т.е. для последовательности равновесий с профилями (1) при ширине пьедестала (2): плотность на пьедестале $n_{ped} = 15\times10^{19}$ и 5×10^{19} м$^{-3}$. Коэффициент $C = \beta_{p,ped}(\psi_{ped})I_N^{1/3}/\Delta^{3/4}$, $\psi_{ped} = 1-\Delta$ рассчитывается подобно скейлингу (5) для предельного значения ширины пьедестала Δ. Следует отметить, что пределы устойчивости достигаются в равновесиях с обращенным широм в пьедестале. При этом возможна дестабилизация идеальных мод при приближении резонансной магнитной поверхности к области малого шира и большого градиента давления (моды типа infernal [5]), так и их резистив-

Таблица 1. Предельные значения ширины пьедестала, номер наиболее неустойчивой моды и коэффициент в скейлинге высоты пьедестала для равновесий с пикированным профилем давления и монотонным q, $n_{ped} = 15\times10^{19}$ м$^{-3}$ для разных профилей плотности в пьедестале без и с учетом диамагнитной стабилизации

	$\Delta_{\lim}$	n	C
$n_{sep}/n_{ped} = 1$	0.0341	15	2.54
диам. стабил.	0.0362	10	2.82
$n_{sep}/n_{ped} = 0.25$	0.0329	3	2.48
диам. стабил.	0.0329	3	2.48

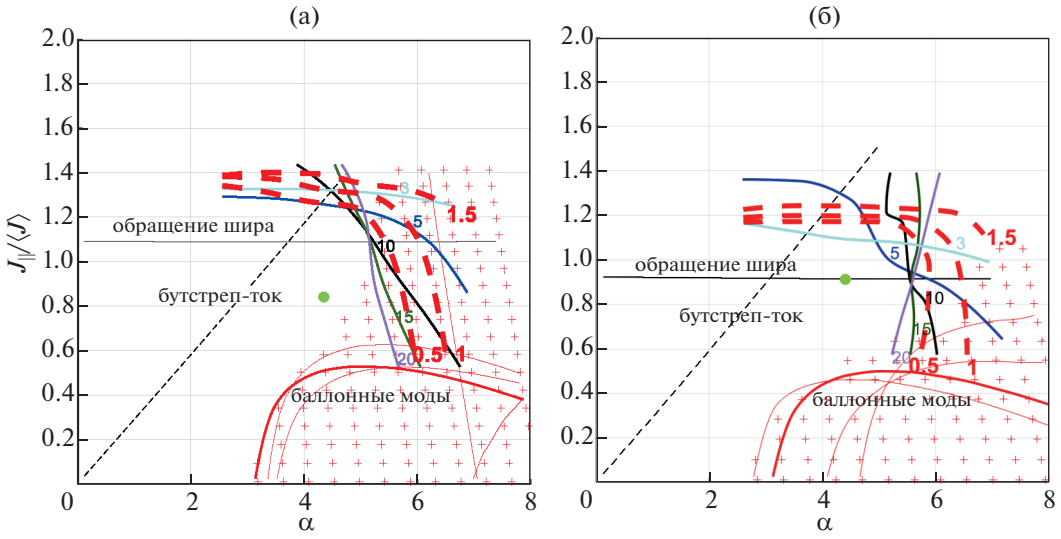

Рис. 6. Сравнение диаграмм устойчивости в плоскости $(\alpha, J_\parallel/\langle J\rangle)$ для равновесий с рис. 4а: плоская плотность (а); пикированная плотность (б), в этом случае максимальная плотность тока и нормированный градиент давления больше соответствующих величин в центре пьедестала ψ_{mid} примерно в 1.3 и 1.2 раза соответственно. Кресты показывают область неустойчивости по мелкомасштабным баллонным модам, сплошные красные линии – границы их устойчивости на отдельных магнитных поверхностях в пьедестале. Обращение шира (немонотонное q) происходит выше тонкой сплошной линии. Штриховая тонкая линия показывает плотность тока, соответствующую бесстолкновительному бутстреп-току. Полужирные линии соответствуют границам устойчивости для пилинг-баллонных мод с номерами $n = 5$–20 (тороидальные волновые числа подписаны). Светлые линии показывают границы устойчивости для глобальных мод с $n = 3$. Кружок в центре диаграммы соответствует параметрам пьедестала для исходного равновесия. Толстые штриховые линии соответствуют линиям уровня инкремента, нормированного на диамагнитную частоту $\gamma/(\omega_*/2) = 0.5, 1.0, 1.5$.

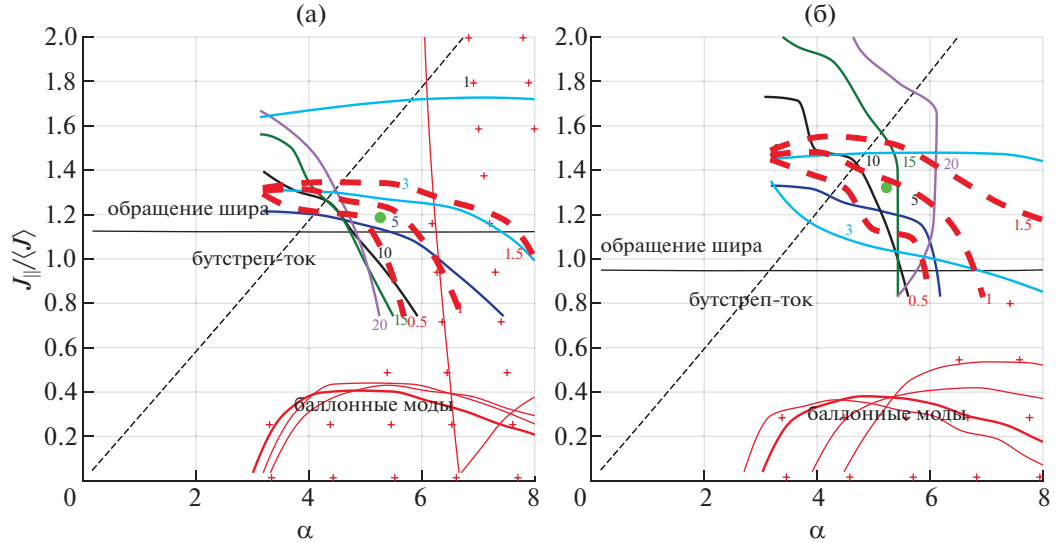

Рис. 7. Сравнение диаграмм устойчивости в параметрической плоскости $(\alpha, J_\parallel/\langle J\rangle)$ для равновесий на рис. 4б: плоская плотность (а); пикированная плотность (б). Светлые линии показывают границы устойчивости для глобальных мод с $n = 1, 3$.

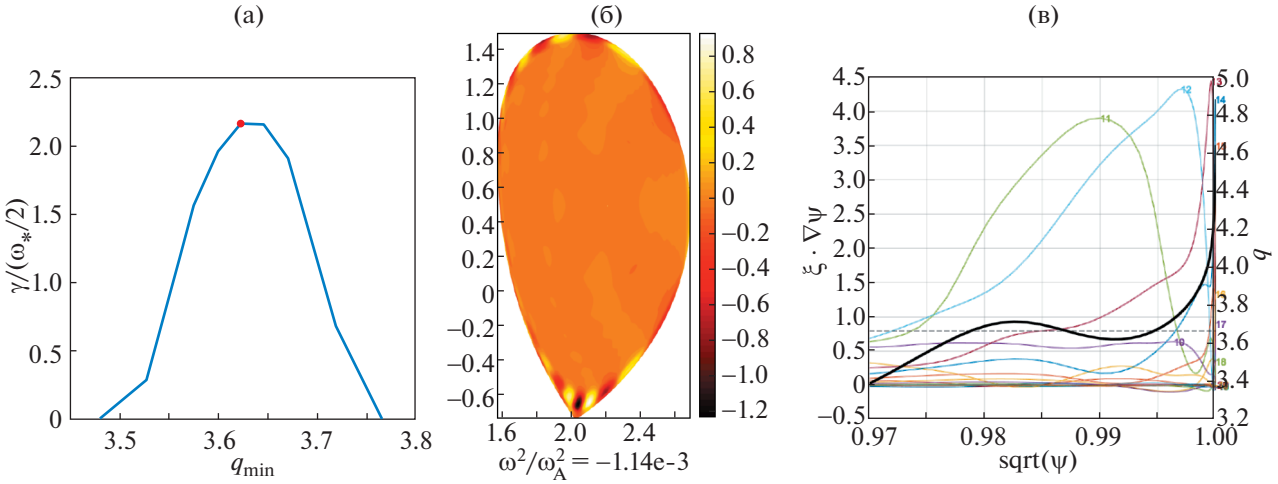

Рис. 8. Зависимость инкремента, нормированного на диамагнитную частоту, $\gamma/(\omega_*/2) > 1$ соответствует неустойчивости (а); структура неустойчивой моды $n = 3$ со свободной границей: линии уровня нормального к магнитным поверхностям смещения и гармоники радиального смещения $\xi \cdot \nabla\psi$ (произвольные единицы) (б, в). Жирная линия – профиль q, штриховая – $q = 11/3$, $q_{\min} = 3.62$. Ширина пьедестала $\Delta = 0.035$.

ных аналогов, включая двойные тиринг-моды. Таким образом, достижение величины плотности тока в пьедестале, приводящей к обращению шира еще до дестабилизации пилинг-баллонных мод, можно интерпретировать как еще один предел устойчивости пьедестала. С другой стороны, существование трехмерных равновесных конфигураций с большим вкладом гармоники $n = 1$ на границе и соответствующих нелинейному насыщению винтовых мод при достаточной величине бутстреп-тока (Quiescent H-mode – QH) может быть связано с малым или обращенным широм в пьедестале [12].

Две последние строки в табл. 1 показывают, что для данной серии равновесных конфигураций происходит дестабилизация моды $n = 3$ с резким ростом инкремента, так что диамагнитная стабилизация оказывается неэффективной. Это иллюстрирует рис. 8, на котором показаны зависимость инкремента, нормированного на диамагнитную частоту, от локального минимального значения $q_{\min}$ при изменении тока плазмы и структуры моды. Максимум инкремента достигается при приближении резонансной поверхности $m/n = 11/3$ к $q_{\min}$ – как раз для параметров EPED1 равновесия с пьедесталом шириной $\Delta = 0.035$.

Таблица 2. Предельные значения ширины пьедестала, номер наиболее неустойчивой моды и коэффициент в скейлинге высоты пьедестала для равновесий с плоским профилем давления и немонотонным q, $n_{ped} = 5\times10^{19}$ м$^{-3}$ для разных профилей плотности в пьедестале без и с учетом диамагнитной стабилизации

	Δ_{lim}	n	C
$n_{sep}/n_{ped} = 1$	0.0281	15	1.85
диам. стабил.	0.0307	5	2.09
$n_{sep}/n_{ped} = 0.25$	0.0276	15	1.85
диам. стабил.	0.0302	3	2.09

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты идеальной МГД-устойчивости плазмы токамака TRT с учетом пьедестала обозначают операционные пределы установки с нормированным $\beta_N \approx 2$, которые оказываются ниже, чем для ИТЭР-подобной плазмы: это связано с более низким показателем формы плазмы TRT. По этой же причине, а также из-за обращения шира в пьедестале при более низких значениях бутстреп-тока, высота пьедестала ограничивается скейлингом (3) с коэффициентом $C = 2$–2.5. С учетом зависимости $C^{1.6}$ для высоты пьедестала в равновесиях с шириной пьедестала (2) надо поправить и скейлинги (4), (5): $(2/3)^{1.6} \approx 0.5$, $(2.5/3)^{1.6} \approx 0.75$. Низкий показатель формы частично компенсируется большим шафрановским сдвигом для равновесий с пикированным профилем давления и большим β_p. Увеличение треугольности плазменного сечения является наиболее эффективным способом увеличить предельное бета и высоту пьедестала. Система полоидальных катушек TRT позволяет формировать плазменные конфигурации с различной треугольностью [13], что наряду с управлением профилями при помощи методов допол-

нительного нагрева и генерации тока позволит оптимизировать параметры плазмы, необходимые для достижения проектных характеристик установки.

В предположении режима с высоким удержанием плазмы (H-mode) и в присутствии ELM типа I импульсная нагрузка на диверторные пластины TRT может быть оценена как $\Delta W_{ELM}/W_{ped} \sim$ ~ 5–10%, где $W_{ped} = 3/2 n_{e,ped}(T_{e,ped} + T_{i,ped})V_{plasma}$ [14]. При давлении на пьедестале 80 кПа и объеме плазмы $V_{plasma} = 24.2$ м^3 эта оценка дает $\Delta W_{ELM} =$ $= 150$–300 кДж.

Работа была выполнена при финансовой поддержке госкорпорации Росатом в рамках договора от 5 сентября 2019 г. № 313/1671-Д.

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.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
2. *Sauter O., Angioni C., Lin-Liu Y.R.* // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 2834.
3. *Sauter O., Angioni C., Lin-Liu Y.R.* // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 5140.
4. *Degtyarev L., Martynov A., Medvedev S., Troyon F., Villard L., Gruber R.* // Comput. Phys. Comm. 1997. V. 103. P. 10.
5. *Polevoi A.R., Ivanov A.A., Medvedev S.Yu., Huijsmans G.T.A., Kim S.H., Loarte A., Fable E., Kuyanov A.Y.* // Nuclear Fusion. 2020. V. 60. P. 096024.
6. *Snyder P.B., Groebner R.J., Leonard A.W., Osborne T.H., Wilson H.R.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. 056118.
7. *Medvedev S.Yu., Ivanov A.A., Martynov A.A., Poshekhonov Yu.Yu., Behn R., Martin Y.R., Moret J.-M., Piras F., Pitzschke A., Poshelon A., Sauter O., Villard L.* // Contrib. Plasma Phys. 2010. V. 60. P. 324.
8. *Медведев С.Ю., Иванов А.А., Мартынов А.А., Пошехонов Ю.Ю., Коновалов С.В., Полевой А.Р.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 5. С. 483.
9. *Groebner R.J., Osborne T.H.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 1800.
10. *Huysmans G.T.A., Sharapov S.E., Mikhailovskii A.B., Kerner W.* // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 4292.
11. *Hastie R.J., Catto P.J., Ramos J.J.* // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 4561.
12. *Brunetti D., Graves J.P., Lazzaro E., Mariani A., Nowak S., Cooper W.A., Wahlberg C.* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 155003.
13. *Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Минеев А.Б., Коновалов С.В., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
14. *Loarte A., Saibene G., Sartori R., Campbell D., Becoulet M., Horton L., Eich T., Herrmann A., Matthews G., Asakura N., Chankin A., Leonard A., Porter G., Federici G., Janeschitz G., Shimada M., Sugihara M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. 1549.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 11, с. 1007–1015

ТОКАМАКИ

УДК 533.9

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ НАГРУЗОК НА ВАКУУМНУЮ КАМЕРУ ПРИ ТЕПЛОВОМ СРЫВЕ В ТОКАМАКЕ TRT

© 2021 г. Р. Р. Хайрутдинов[a, b], В. Э. Лукаш[a, b], В. Д. Пустовитов[a, b, *]

[a] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*

[b] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия*

**e-mail: Pustovitov_VD@nrcki.ru*

Поступила в редакцию 16.06.2021 г.
После доработки 27.07.2021 г.
Принята к публикации 27.07.2021 г.

Проводится анализ электромагнитных нагрузок на вакуумную камеру ("стенку") при тепловом срыве в токамаке TRT. Расчет делается с помощью кода ДИНА. Рассматривается быстрый срыв и последующая эволюция плазмы. Токамак считается аксиально симметричным, а стенка моделируется набором кольцевых проводников. Соответственно учитываются только тороидальные токи, наведенные в стенке, и связанные с ними силы. При такой постановке задачи показано, что суммарная радиальная сила на вакуумную камеру TRT после теплового срыва достигает уровня 8 МН, что ниже аналитических оценок примерно на 17%. Эта сила неравномерно распределена по полоидальному обходу, ее локальные максимумы в 2.8 раза превышают средний уровень. Поэтому такие нагрузки нужно обязательно учитывать при проектировании TRT.

Ключевые слова: токамак, проект TRT, тепловой срыв, ДИНА, электромагнитные нагрузки

DOI: 10.31857/S0367292121120039

1. ВВЕДЕНИЕ

Запуск токамака JT-60SA [1] и входящее в конечную стадию сооружение токамака ИТЭР [2] означают переход на существенно более высокий уровень исследований в УТС, чем прежде. При естественных отличиях в целях научных программ все установки следующего поколения, включая Токамак с Реакторными Технологиями (TRT) [3–5], должны быть стационарными термоядерными системами с большим $\beta \equiv 2\mu_0 \overline{p}/\mathbf{B}^2$ – отношением усредненного по полоидальному сечению давления плазмы p к магнитному давлению $\mathbf{B}^2/(2\mu_0)$.

Фактически, это значения на уровне нескольких процентов (менее 3% в проекте TRT), но большими их называют из-за опасной близости к предельным значениям, превышение которых приводит к развитию неустойчивостей. Проблемы устойчивости до сих пор остаются критическими для тороидальных систем [6–10], хотя в исследованиях на токамаках достигнут значительный прогресс [6, 7, 11–16]. Однако с увеличением масштаба эксперимента возникают новые задачи, потому что порождаемые неустойчивостями выбросы тепла и магнитной энергии приводят к повреждениям стенки и внутрикамерных элементов. Одной из наибольших опасностей являются срывы [6, 7, 11–19], избежать которых при работе в напряженных режимах токамака практически невозможно. Анализ импульсных нагрузок при срывах становится необходимостью.

Работа посвящена расчету электромагнитных сил на стенку вакуумной камеры, которые могут возникнуть на ранней стадии срывов в токамаке TRT. Анализ основан на вычислениях с помощью кода DINA [20–22] и сравнении с недавними аналитическими предсказаниями [23–26]. Одно из них состояло в том, что большая радиальная сила на стенку вакуумной камеры токамака

$$F_r \equiv \int\limits_{wall} (\mathbf{j}\times\mathbf{B})\cdot\mathbf{e}_r d\tau, \qquad (1)$$

где $\mathbf{j} = \nabla\times\mathbf{B}/\mu_0$ – плотность тока, а $\mathbf{e}_r \equiv \nabla r$, может быть произведена одним только тепловым срывом (TQ) еще до того момента, когда начинается изменение тока плазмы (срыв тока, CQ). Проведенное здесь численное исследование подтверждает это и дает точные количественные характеристики для TRT.

В целом, здесь реализована та же схема, по которой ранее вычислялись подобные силы для токамака ИТЭР в [22]. Это позволяет лишь кратко представить основные элементы метода, сосредоточившись на описании ключевых пунктов постановки задачи и на результатах расчетов.

Точно также аналитические соотношения вводятся с минимальными пояснениями и ссылками на работы, в которых содержатся подробные обоснования и определения. Для справки, полный список обозначений, часть из которых появится ниже в формулах, приведен в начале статьи [26].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Параметры токамака TRT приведены в [3–5]. Соответственно в нашей задаче большой радиус вакуумной камеры $R_w = 2.15$ м, малый радиус плазмы (по горизонтальной оси) $b = 0.55$ м, а ее вытянутость $K = 2$. Двухслойная вакуумная камера с толщиной каждого слоя в полоидальном сечении $d_w = 2.5$ см схематически показана на рис. 1 красными точками.

В токамаке TRT планируется работа с плазмой во внешнем тороидальном поле $B_0 = 8$ Тл с продольным током J до 5 МА [3–5]. При этом предполагается достижение $\beta_N \cong 2$, где

$$\beta_N = \beta[\%]\frac{b[\text{м}]\,B_0[\text{Тл}]}{J[\text{МА}]} \qquad (2)$$

– фактор Тройона [6, 27]. Опасность срывов в таких режимах TRT будет так же велика, как и в других токамаках. Для сравнения, значения рассчитанных пределов по устойчивости плазмы без учета стабилизации стенкой: $\beta_N^{no\ wall} = 2–2.5$ в токамаке ИТЭР [7, 28], $\beta_N^{no\ wall} = 1.8–2.2$ в токамаке DIII-D [29] и $\beta_N^{no\ wall} = 2$ в токамаке JT-60SA [30].

Здесь моделируется тепловой срыв плазмы в TRT из состояния с продольным током $J = 5$ МА, $\beta_p = 0.61$ и внутренней индуктивностью на единицу длины плазменного шнура $\ell_i(3) = 0.69$ со стандартными определениями [22]

$$\beta_p \equiv 2\mu_0\overline{p}/B_J^2, \qquad (3)$$

$$\ell_i(3) \equiv \frac{2V_{pl}\overline{B}_p^2}{(\mu_0 J)^2 R_w}. \qquad (4)$$

Здесь B_p – полоидальное магнитное поле, B_J^2 – средняя величина B_p^2 на границе плазмы, V_{pl} – объем плазмы. При этом на границе плазмы запас устойчивости $q_{99} = 3.84$, а координаты магнитной оси $R_a = 2.19$ м, $z_a = 0.5$ м. Исходная равновесная конфигурация показана на рис. 1.

В расчетах предполагалось, что, как и в случае, рассмотренном в [22], до срыва профили температур и плотности параболические со средними значениями $n_e = 9.6\times10^{19}$ м$^{-3}$, $T_e^{avr} = T_i^{avr} =$ = 11.5 кэВ, а на границе плазмы $T_e^{bnd} = T_i^{bnd} = 10$ эВ и $n_e^{bnd} = 9.55\times10^{19}$ м$^{-3}$. Профили плотности тока плазмы и температуры электронов в этом состоянии показаны на рис. 2.

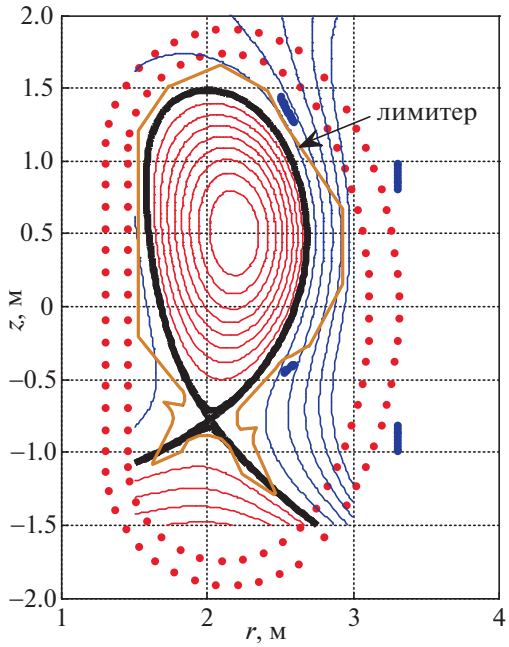

Рис. 1. Равновесная плазменная конфигурация TRT перед срывом.

Модель TRT с двухслойной вакуумной камерой (двойной стенкой), которая в коде DINA заменяется набором плотно расположенных кольцевых проводников, показана на рис. 3. Можно сказать, что стенка разделена на N частей продольными разрезами, и наведенный ток в стенке моделируется набором N тороидальных токов. Такое разбиение и алгоритм расчета, основанного на законе Ома для стенки

$$\mathbf{j}_w = \sigma\mathbf{E}, \qquad (5)$$

подробно описаны в [22]. Здесь используется только тороидальная компонента (5), а проводимость σ материала обоих слоев вакуумной камеры в расчетах считается однородной ($\sigma^{-1} = 8.25\times$ $\times 10^{-7}$ Ом · м).

TQ это явление, при котором практически мгновенно почти вся тепловая энергия плазмы теряется [6, 7]. На рис. 4 это представлено как быстрое падение β_p до нуля. В этой постановке оно не связано с какими-либо процессами, а задается как исходное условие. Предполагается, что после TQ температура падает до 10 эВ с однородным распределением по радиусу, а величина и профиль плотности не меняются. На принятой шкале времени TQ начинается в момент 0.6 мс и

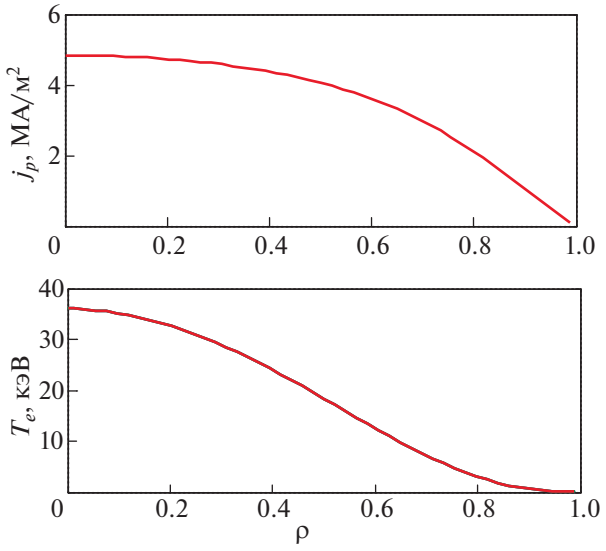

Рис. 2. Профили плотности тока $j_p \equiv dJ/dS_\perp$ и электронной температуры T_e перед срывом. Здесь J – тороидальный ток внутри магнитной поверхности, $S_\perp$ – площадь ее поперечного сечения, а $\rho = \sqrt{S}$, где S – полоидальный поток, нормированный на единицу на краю плазмы.

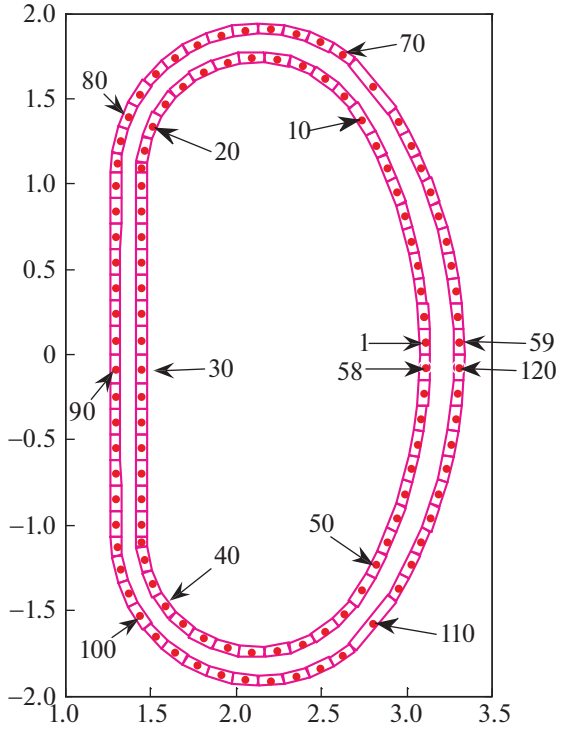

Рис. 3. Модель TRT с двойной стенкой и ее представление в виде кольцевых токов, используемое в коде DINA. В полоидальном сечении каждая стенка толщиной 2.5 см разделена на прямоугольные пластины. Внутренняя на 58, а внешняя на 62. Их центры показаны точками и пронумерованы против часовой стрелки.

продолжается 0.1 мс. Для сравнения, резистивное время стенки TRT, которое обычно оценивают [8, 9] как

$$\tau_w \equiv \mu_0 \sigma b_w d_w \qquad (6)$$

(b_w – малый радиус стенки), составляет примерно 60 мс, что в 600 раз больше заданной длительности TQ. Стенка вакуумной камеры должна реагировать на порождаемое таким TQ изменение магнитного поля **B** как идеальный проводник.

В подобной постановке задача о возникающих силах на стенку рассматривалась аналитически в [23–26] для плазмы и стенки круглого сечения. Здесь плазма и стенка вытянуты по вертикали, но можно ожидать, что основные закономерности, установленные в [23–26], должны проявляться и в нашем случае [22, 31, 32]. В частности, мы проверяем предсказание о генерации большой радиальной силы при TQ до начала CQ, хотя наличие опасных электромагнитных нагрузок в токамаках обычно связывают со срывом тока [6, 7, 11–19, 33–44], иногда явно указывая, что сила пропорциональна dJ/dt [7, 36, 42].

Расчет F_r производится в геометрии TRT в предположении, что магнитные поля, создаваемые полоидальными и тороидальными катушками, неизменны. Здесь интеграл (1) вычисляется как сумма подобных сил на каждое кольцо, показанное на рис. 3. Локальные распределения наведенных токов и сил также показаны ниже.

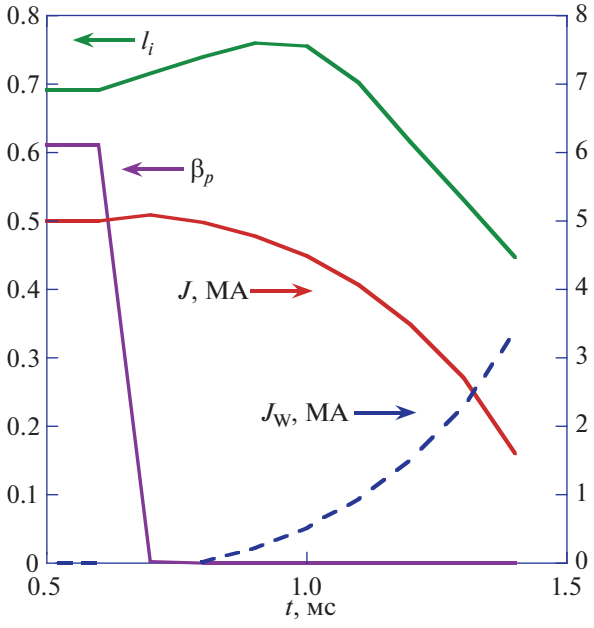

Рис. 4. Начальные значения и временная эволюция β_p, ℓ_i, тока плазмы J и тока J_w, индуцированного в стенке, в процессе TQ и последующих 0.7 мс CQ.

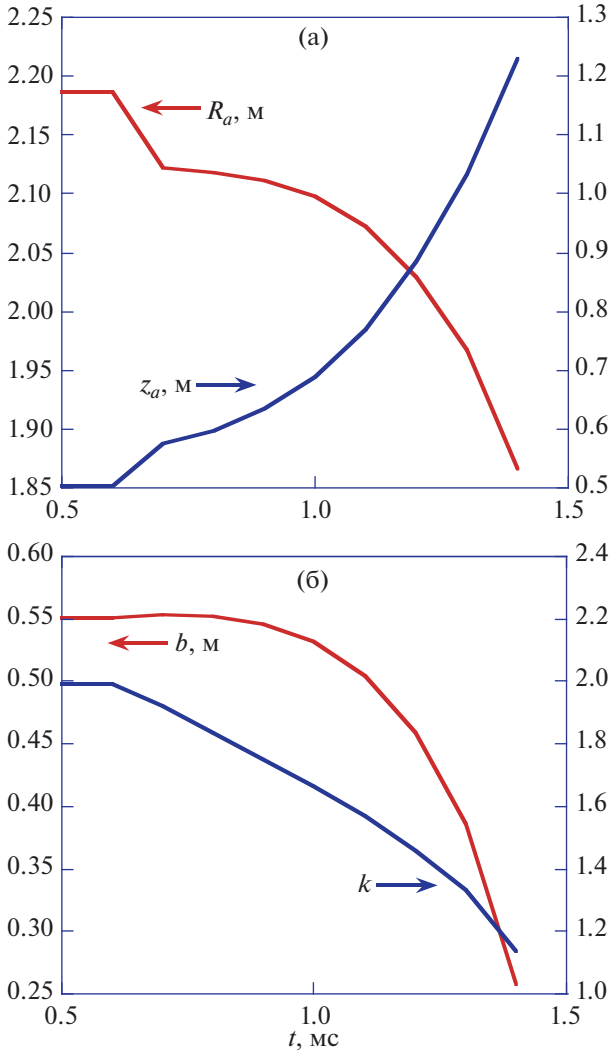

Рис. 5. Начальные значения и временная эволюция (а) радиального и вертикального положений (R_a, z_a) магнитной оси и (б) малого радиуса плазмы b и вытянутости K.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Вместе с начальными данными, включая быстрый TQ, на рис. 4 также показаны результаты расчетов – временная эволюция внутренней индуктивности ℓ_i, тока плазмы J и тока J_w, индуцированного в стенке, в процессе TQ и последующих 0.7 мс CQ.

Падение давления при развитии такого TQ сопровождается уменьшением смещения Шафранова с максимальным эффектом на магнитной оси, как показано на рис. 5а. Для некруглой плазмы такой реакции сопутствует вертикальное движение, которое начинается в момент TQ и далее развивается в неустойчивость VDE (Vertical Displacement Event) вверх. На рис. 5а уход магнитной оси по вертикали оказывается довольно большим. Следует ожидать быстрого контакта плазмы со стенкой.

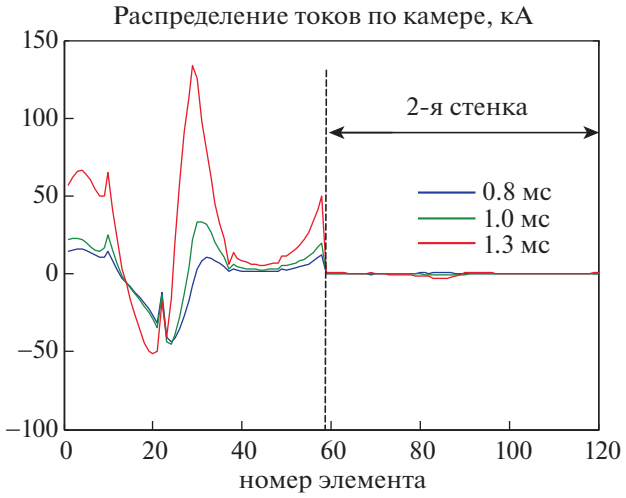

Рис. 6. Распределение индуцированного тока в стенке TRT сразу после TQ и в начале CQ.

Рассчитанные изменения малого радиуса и вытянутости плазмы показаны на рис. 5б. Ее граница заметно искажается в пределах 1 мс от начала срыва. Если площадь поперечного сечения плазмы оценивать как $\pi K b^2$, то в точке, где две кривые на рис. 5б пересекаются (в момент времени примерно 1.37 мс), она составляет лишь 18% от первоначальной.

Связанные с этим изменения ψ вне плазмы индуцируют токи в стенке. Их распределение, рассчитанное с помощью кода DINA, показано на рис. 6. Плотность наведенного тока в стенке $\mathbf{j}_w$ хотя и велика, дает $J_w = 0$ в процессе TQ, см. рис. 4. Позже $\mathbf{j}_w$ растет так, чтобы противодействовать CQ с $dJ/dt < 0$ в плазме. Соответственно, $dJ_w/dt > 0$. В наших расчетах длительность TQ и весь рассматриваемый интервал времени составляют лишь малую часть резистивного времени стенки, поэтому величина полного тока $J + J_w$ в системе плазма + стенка должна оставаться неизменной вплоть до конца расчета. Результаты расчетов на рис. 4 согласуются с этими ожиданиями.

Полоидальные распределения радиальной F_r^i и вертикальной F_z^i компонент силы на внутренней ($i \le 58$) и внешней ($59 \le i \le 120$) стенках в различные моменты времени в течение 0.7 мс после начала TQ показаны на рис. 7 и 8. Здесь i – номер проводника, введенный на рис. 3. Рассчитанная по (1), но с интегрированием по объему проводника i, отрицательная F_r^i описывает силу,

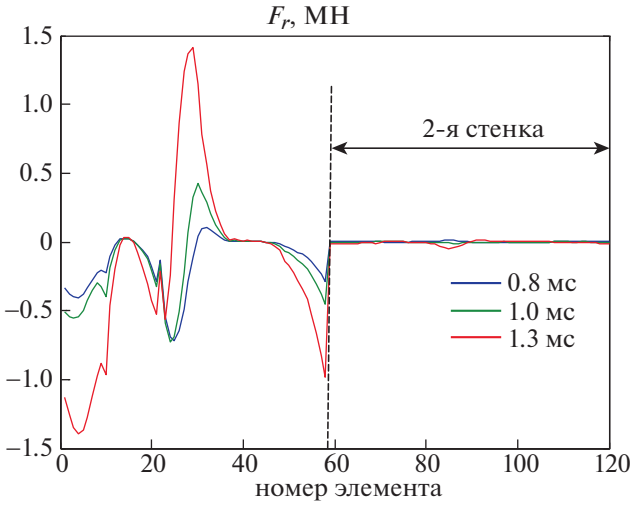

Рис. 7. Полоидальное распределение радиальной силы по внутренней ($i \le 58$, налево от вертикальной штриховой линии) и внешней ($59 \le i \le 120$) стенкам в различные моменты времени в течение 0.7 мс после начала теплового срыва.

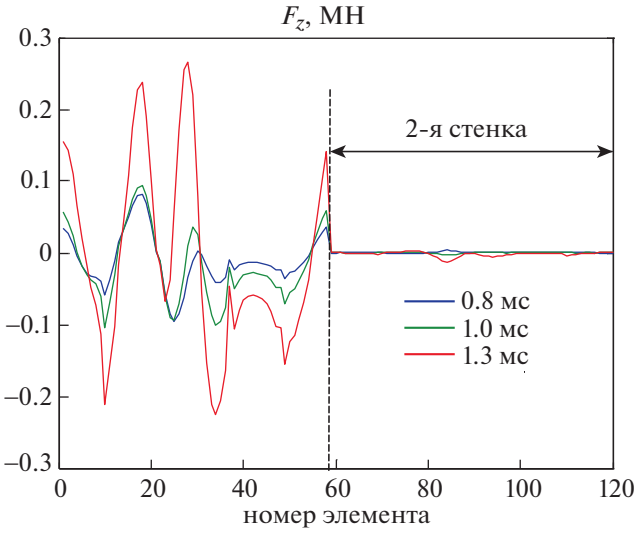

Рис. 8. Распределение вертикальной силы по внутренней ($i \le 58$) и внешней ($59 \le i \le 120$) стенкам в различные моменты времени в течение 0.7 мс после начала теплового срыва.

направленную к центру тора. Радиальная сила на верхних и нижних частях стенки оказалась малой.

Сила, появляющаяся на внешней (дальней от центра) части стенки, увеличивается после TQ приблизительно в три раза к концу рассматриваемого интервала времени. Ясно, что это даст главный вклад в полный интеграл F_r. Отметим, что масштаб F_z^i на рис. 8 меньше, чем для F_r^i на рис. 7.

Эволюция распределения рассчитанной силы на первую стенку сразу после TQ и в начале CQ иллюстрируется на рис. 9.

Временная эволюция интегральных сил на стенку TRT показана на рис. 10. Следует отметить значительную величину F_r сразу после TQ. Производимые только TQ силы, описанные в [23–26, 31, 32] и моделируемые в настоящей работе, развиваются при $dJ/dt = 0$ (неизменный ток в плаз-

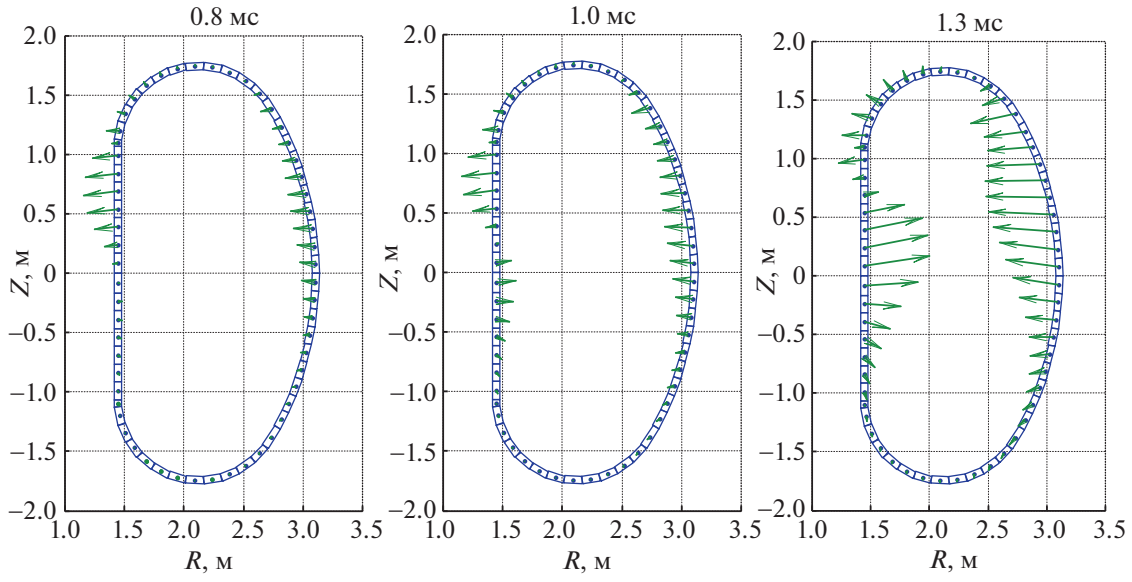

Рис. 9. Распределение силы, порожденной срывом, по первой стенке сразу после TQ и в начале CQ. Слева направо – моменты времени 0.8 мс, 1.0 мс и 1.3 мс.

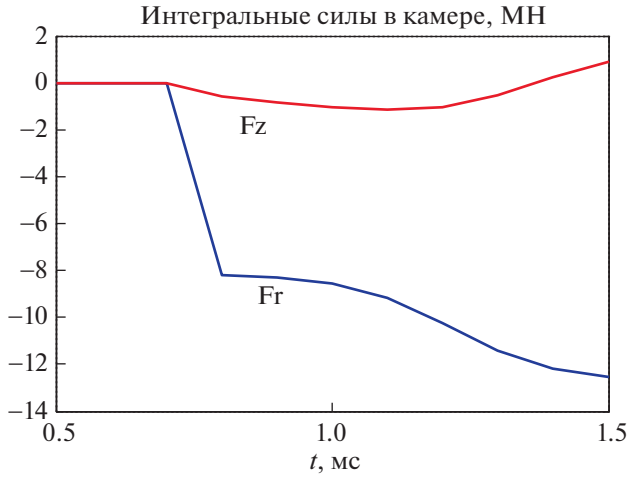

Рис. 10. Временная эволюция радиальной и вертикальной компонент полной силы, действующей на стенку вакуумной камеры TRT в начальной фазе срыва.

ме), перед стадией CQ. Токи в стенке генерируются из-за $d\mathbf{B}/dt \neq 0$, вызываемой практически скачкообразным $dp/dt < 0$. Мы подтвердили, что при таких условиях и типичных параметрах TRT тепловой срыв может индуцировать существенные вихревые тороидальные токи в стенке. При $dJ/dt = 0$ они имеют дипольную структуру так, что $J_w = 0$. Сила F_r – результат их взаимодействия с полоидальным полем.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Согласно формуле (44) из [25]

$$F_r = \frac{2}{3}\frac{\delta W_{th}}{R_0} + \frac{\mu_0 \delta J_{pl}^2}{2}\ln\frac{b_w}{b} + \frac{\mu_0}{4}\delta(J_{pl}^2 \ell_i), \qquad (7)$$

полученной в приближении большого аспектного отношения для токамака с круглыми плазмой и стенкой, при тепловом срыве интегральная радиальная сила должна определяться только изменением запасенной в плазме тепловой энергии

$$W_{th} \equiv \frac{3}{2}\int\limits_{plasma} p d\tau = \frac{3}{2}\bar{p}V_{pl}, \qquad (8)$$

где δ означает приращение. В этом приближении полный объем плазмы $V_{pl} = 2\pi^2 R_0 b^2$, а $2\pi b B_J = \mu_0 J$, поэтому для TQ при постоянном токе J равенство (7) сводится к

$$F_r^{TQ} = \frac{\mu_0 J^2}{4}\delta(\beta_p + \ell_i) = \\ = \frac{\pi}{10}\left[\frac{J}{1\ \text{MA}}\right]^2 \delta(\beta_p + \ell_i)\ [\text{МН}]. \qquad (9)$$

Величина F_r в (7) и (9) является суммой двух сил

$$F_r = F_r^{fil} + F_r^{pt}, \qquad (10)$$

где два слагаемых соответствуют разбиению

$$\mathbf{j}\times\mathbf{B} = \mathbf{j}_t \times \mathbf{B}_p + \mathbf{j}_p \times \mathbf{B}_t \qquad (11)$$

с индексами t и p, обозначающими тороидальную и полоидальную компоненты. Первые слагаемые в (10) и (11) дают силу на стенку, представленную набором тороидальных кольцевых проводников (филаментов), как показано на рис. 3. Именно F_r^{fil} вычислялась выше для TRT, см. рис. 3, 6, 7, 9 и 10. При такой имитации металлического окружения допускается протекание в нем лишь тороидального тока, тогда как аналитическая теория с результатом (7) учитывает также и полоидальный ток в стенке I_w, возникающий при TQ.

Влияние тока I_w на силы на стенку обсуждалось в [25, 45], а затем в [31, 32, 46, 47]. В [45] впервые было численно показано, что возникающие при срывах полоидальные токи могут оказывать существенное влияние как на полную радиальную силу, так и на нормальную силу на стенку в токамаке IGNITOR. В примере, рассмотренном в [45], наведенный ток I_w достигал 1 МА при CQ. В аналитической модели, приводящей к (7), его величина дается равенством [48] (см. также (39) в [47])

$$\frac{\delta I_w}{I_g} \approx \frac{V_{pl}}{2(V_{pl}+V_g)}\delta\left(\beta - \frac{B_J^2}{B_0^2}\right), \qquad (12)$$

где $I_g \equiv 2\pi R_0 B_0/\mu_0$ – полный полоидальный ток в катушках, создающих тороидальное поле B_0 на оси $r = R_0$, $B_J \equiv \mu_0 J/(2\pi b)$ – среднее значение полоидального поля на границе плазмы, V_{pl} и V_g – объемы плазмы и вакуумного зазора плазма–стенка. Радиальная сила, связанная с этим током, должна быть равна [25]

$$F_r^{pt} = -I_w B_0 \frac{V_{pl}+V_g}{2\pi R_0^2}, \qquad (13)$$

где индекс pt указывает на происхождение этой парциальной силы: взаимодействие полоидального тока с тороидальным полем. Это общее выражение получено для стенки, которая реагирует на быстрые изменения магнитного поля как идеальный проводник. Такая модель всегда годится для быстрых событий, включая естественные (спонтанные) срывы и вынужденное гашение разряда [6, 7, 11–17, 19, 39, 41, 43] с помощью напуска газа или инжекции твердых частиц.

При подстановке в (13) тока I_w из (12) для TQ с неизменным током J получается

$$F_r^{pt} = -F_r^{TQ}, \qquad (14)$$

где последняя величина определена равенством (9), в котором в данном случае следует оставить лишь слагаемое с $\delta\beta_p$. Для TQ в левой части (10) $F_r \to F_r^{TQ}$, а в правую часть следует подставить (14). Эти операции дают

$$F_r^{fil} = 2F_r^{TQ}. \qquad (15)$$

Именно с этим предсказанием необходимо сравнивать результаты расчета.

В настоящей работе тепловой срыв плазмы и его последствия, представленные на рис. 4–10, моделируются точно так же, как делалось ранее в [22] для токамака ИТЭР с начальными значениями $\beta_p = 0.62$ и $\ell_i(3) = 0.72$. Здесь для токамака TRT использованы почти такие же $\beta_p = 0.61$ и $\ell_i(3) = 0.69$, но ток плазмы в 3 раза меньше, чем в ИТЭР. Поэтому, согласно (9) и (15), радиальная сила F_r^{fil} в TRT должна быть в 9 раз меньше, чем в ИТЭР. Результат, представленный на рис. 10, дает $F_r^{fil} = 8.2$ МН в TRT сразу после TQ. Величина 73.8 МН, получаемая после умножения на 9 как оценка для ИТЭР, отличается от рассчитанного в [22] значения 70 МН менее, чем на 5.5%. Это подтверждает, что простой скейлинг (9) с $F_r^{fil} = 2F_r^{TQ} \propto J^2\delta\beta_p$ даже без учета изменения ℓ_i вполне может быть использован для экстраполяций.

Последнее говорит только о пропорциональности F_r^{fil} и F_r^{TQ} квадрату тока J и величине $\delta\beta_p$, на которую указывают (9) и (15), но остается еще вопрос об абсолютной величине силы. При подстановке $\delta\beta_p = 0.61$ и $J = 5$ МА мы получим из (9) $F_r^{TQ} = 4.79$ МН, а из (15) $F_r^{fil} = 9.58$ МН вместо численно рассчитанного $F_r^{fil} = 8.2$ МН. Известно, что форма плазмы существенно влияет на распределения токов и полей, поэтому одной из причин несовпадения на 17% могут быть отличия в геометрии. Напомним, что здесь расчеты проводились для существенно некруглой плазмы, помещенной в вакуумную камеру с некруглым сечением, см. рис. 1 и 3, а при выводе формулы (7) они считались круглыми.

Этот вопрос требует отдельного рассмотрения, чтобы понять причину столь высокой точности аналитической теории. Возможно, это указание на слабую зависимость радиальной интегральной силы от вытянутости плазмы и стенки. С практической точки зрения более важной является проверка предсказания (15) применительно к TRT. Отметим, что справедливость оценки (12), приводящей к (13), (14) и (15), можно проверить экспериментально с помощью магнитных измерений [47].

Необходимость включения полоидальных токов в задачу и в целом аналитические предсказания, включая (7) и (15), были подтверждены сравнением с точными результатами численного моделирования с помощью кода CarMa0NL в [31, 32, 49]. Дополнительное аналитическое исследование [50], проведенное после демонстрации в [31, 32] зависимости локальных сил от положения плазмы относительно стенки, показало, что оно практически не сказывается на интегральной радиальной силе, когда в (10) учтены оба слагаемых.

Из сказанного можно сделать вывод, что, согласно (15), производимая TQ интегральная радиальная сила F_r^{TQ} должна быть в два раза меньше приведенного на рис. 10 значения F_r^{fil}. Это справедливо для сплошной хорошо проводящей оболочки без разрезов. В реальной установке стенка несимметрична, в ней есть неоднородности, разрезы и отверстия. В таких случаях для расчета силы необходимо учитывать трехмерность стенки, как в работах [51, 52], а для оценок вместе с (7) следует пользоваться полученными в [25] выражениями для парциальных сил F_r^{fil} и F_r^{pt}, связанных с токами J_w и I_w.

В обсуждении выше мы оперировали положительными значениями, но равенства (7) и (9) показывают, что при падении давления плазмы сила F_r^{TQ} должна быть отрицательной. Это объясняет знак радиальной силы на рис. 10 – она действует на сжатие тора.

Неожиданным является быстрое появление хотя и небольшой, но заметной вертикальной силы F_z на рис. 10. Для F_z и для так называемой боковой силы справедливо равенство [53]

$$\mu_0 \mathbf{c}\cdot\mathbf{F}_w = \oint_{w+}\left[(\mathbf{c}\cdot\mathbf{B})\mathbf{B} - \frac{\mathbf{B}^2}{2}\mathbf{c}\right]\cdot d\mathbf{S}_{w+}, \qquad (16)$$

где $\mathbf{c}$ – постоянный вектор ($\mathbf{e}_z \equiv \nabla z$ для получения F_z), а интегрирование выполняется по аксиально-симметричной тороидальной оболочке $w+$, охватывающей стенку с внешней стороны. В начальный момент времени, когда токов в стенке нет, $\mathbf{F}_w = 0$. Этот результат должен сохраняться при любых процессах внутри вакуумной камеры, если на поверхности $w+$ магнитное поле $\mathbf{B}$ не меняется. Последнее означает реакцию стенки на внутренние процессы как идеального проводника. При быстрых процессах, как в нашем случае, должно быть в точности $F_z = 0$.

При аксиальной симметрии полоидальные токи, наводимые в стенке, не меняют тороидального поля в области за стенкой. Поэтому из (16) следует, что вертикальная сила F_z от таких токов не зависит. Это позволяет рассматривать результат для F_z на рис. 10 как полную силу, хотя стенка в

расчетах была заменена тороидальными кольцами. Отклонение от $F_z = 0$ в наших расчетах может означать, что разбиение стенки на рис. 3 является грубым. На это указывают и небольшие выбросы на кривых как для первой, так и для второй стенки на рис. 6–8.

В то же время почти нулевые значения плотности тока и силы для второй стенки показывают, что экранирующее действие первой стенки воспроизводится достаточно хорошо.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассчитана эволюция плазмы при быстром TQ, тороидальные токи, наведенные в стенке, и силы их взаимодействия с полоидальным магнитным полем. Вычисления выполнены для геометрии токамака TRT. Показано, что радиальная компонента такой силы в токамаке TRT может достигать ~ 8 МН. Будучи неоднородно распределенной по стенке, которая здесь моделируется набором кольцевых проводников, эта сила имеет максимумы, примерно в 2.8 раза превышающие средний уровень. Тем самым доказано, что сила, произведенная тепловым срывом, может существенно увеличивать локальные нагрузки.

Рассмотрение подтверждает выводы аналитической теории и указывает на необходимость включения в код DINA дополнительного блока для расчета наводимого полоидального тока в стенке. Учет этого тока позволит улучшить точность предсказаний для токамака TRT.

Авторы благодарны С.В. Коновалову за постоянную поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kamada Y., Di Pietro E., Hanada M., Barabaschi P., Ide S., Davis S., Yoshida M., Giruzzi G.* // 28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2020). IAEA–CN–286–0731 OV/2-4.
2. *Bigot B.* // 28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2020). IAEA–CN–286–1335 OV/1-1.
3. *Konovalov S.V., Krasilnikov A.V., Portnov D.V., Safronov V.M., Leonov V.M., Khayrutdinov R.R., Kukushkin A.S., Lukash V.E., Rodin I.Yu., Bondarchuk E.N. et al.* // 28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2020). IAEA–CN–286–1157 TECH/P8-24.
4. *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.И., Денисов Г.Г.* // Физика плазмы. 2021. № 11. С. 970.
5. *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. № 11. С. 986.
6. ITER Physics Basis. Chap. 3: MHD stability, operational limits and disruptions // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 2251.
7. *Hender T.C., Wesley J.C., Bialek J., Bondeson A., Boozer A.H., Buttery R.J., Garofalo A., Goodman T.P., Granetz R.S., Gribov Y. et al.* // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. S128.
8. *Chu M.S., Okabayashi M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. P. 123001.
9. *Pustovitov V.D.* // J. Plasma Phys. 2015. V. 81. P. 905810609.
10. *Sakakibara S., Watanabe K.Y., Takemura Y., Okamoto M., Ohdachi S., Suzuki Y., Narushima Y., Ida K., Yoshinuma M., Tanaka K., Tokuzawa T., Yamada I., Yamada H., Takeiri Y., LHD Experiment Group* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 083020.
11. *Romanelli F., Laxaback M., Durodie F., Horton L., Lehnen M., Murari A., Rimini F., Sips G., Zastrow K.-D.* // Fusion Eng. Design. 2011. V. 86. P. 459.
12. *Romanelli F., Laxåback M.* // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 094008.
13. *Greenwald M., Bader A., Baek S., Bakhtiari M., Barnard H., Beck W., Bergerson W., Bespamyatnov I., Bonoli P., Brower D. et al.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 110501.
14. *Litaudon X., Abduallev S., Abhangi M., Abreu P., Afzal M., Aggarwal K.M., Ahlgren T., Ahn J.H., Aho-Mantila L., Aiba N. et al.* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 102001.
15. *Solomon W.M. for The DIII-D Team* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 102018.
16. *Buttery R.J., Covele B., Ferron J., Garofalo A., Holcomb C.T., Leonard T., Park J.M., Petrie T., Petty C., Staebler G., Strait E.J., Van Zeeland M.* // J. Fusion Energy. 2019. V. 38. P. 72.
17. *Lehnen M., Arnoux G., Brezinsek S., Flanagan J., Gerasimov S.N., Hartmann N., Hender T.C., Huber A., Jachmich S., Kiptily V., Kruezi U., Matthews G.F., Morris J., Plyusnin V.V., Reux C., Riccardo V., Sieglin B., de Vries P.C.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 093007.
18. *Gerasimov S.N., Hender T.C., Morris J., Riccardo V., Zakharov L.E., JET EFDA contributors* // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. P. 073009.
19. *Hollmann E.M., Aleynikov P.B., Fulop T., Humphreys D.A., Izzo V.A., Lehnen M., Lukash V.E., Papp G., Pautasso G., Saint-Laurent F., Snipes J.A.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 021802.
20. *Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.* // J. Comput. Phys. 1993. V. 109. P. 193.
21. *Miyamoto S., Isayama A., Bandyopadhyay I., Jardin S.C., Khayrutdinov R.R., Lukash V.E., Kusama Y., Sugihara M.* // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. P. 083002.
22. *Khayrutdinov R.R., Lukash V.E., Pustovitov V.D.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. V. 58. P. 115012.
23. *Пустовитов В.Д.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 1029. [V. D. Pustovitov, Plasma Phys. Rep. **41**, 952 (2015)].
24. *Пустовитов В.Д.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 957. [V. D. Pustovitov, Plasma Phys. Rep. 42, 1005 (2016)].

25. *Pustovitov V.D.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. P. 055008.
26. *Pustovitov V.D., Kiramov D.I.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 045011.
27. *Troyon F., Gruber R., Sauremann H., Semenzato S., Succi S.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1984. V. 26. P. 209.
28. *Liu Y.Q., Bondeson A., Gribov Y., Polevoi A.* // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. 232.
29. *Strait E.J., Bialek J., Bogatu N., Chance M., Chu M.S., Edgell D., Garofalo A.M., Jackson G.L., Jensen T.H., Johnson L.C. et al.* // Nucl. Fusion. 2003. V. 43. P. 430.
30. *Kamada Y., Barabaschi P., Ishida S., Ide S., Lackner K., Fujita T., Bolzonella T., Suzuki T., Matsunaga G., Yoshida M. et al.* // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 073011.
31. *Yanovskiy V.V., Isernia N., Pustovitov V.D., Villone F., Abate D., Bettini P., Chen S.L., Havlicek J., Herrmann A., Hromadka J., Hron M., Imrisek M., Komm M., Paccagnella R., Panek R., Pautasso G., Peruzzo S., Sestak D., Teschke M., Zammuto I., the COMPASS team* // Fusion Eng. Design. 2019. V. 146. P. 2338.
32. *Isernia N., Pustovitov V.D., Villone F., Yanovskiy V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. 115003.
33. *Riccardo V., Walker S., Noll P.* // Fusion Eng. Design. 2000. V. 47. P. 389.
34. *Riccardo V., Walker S.P.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2000. V. 42. P. 29.
35. *Riccardo V., Noll P., Walker S.P.* // Nucl. Fusion. 2000. V. 40. P. 1805.
36. *Riccardo V., Andrew P.L., Kaye A.S., Noll P.* // Fusion Sci. Technol. 2003. V. 43. P. 493.
37. *Sugihara M., Shimada M., Fujieda H., Gribov Yu., Ioki K., Kawano Y., Khayrutdinov R., Lukash V., Ohmori J.* // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. 337.
38. *Zakharov L.E.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 062507.
39. *Hawryluk R.J., Campbell D.J., Janeschitz G., Thomas P.R., Albanese R., Ambrosino R., Bachmann C., Baylor L., Becoulet M., Benfatto I. et al.* // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 065012.
40. *Strauss H.R., Paccagnella R., Breslau J.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 082505.
41. *Riccardo V., Arnoux G., Cahyna P., Hender T.C., Huber A., Jachmich S., Kiptily V., Koslowski R., Krlin L., Lehnen M., Loarte A., Nardon E., Paprok R., Tskhakaya D., Sr.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. P. 124018.
42. *Shibata Y., Watanabe K.Y., Ohno N., Okamoto M., Isayama A., Kurihara K., Oyama N., Okamoto M., Kawano Y., Matsunaga G., Kamada Y., Sugihara M.* // Plasma Fusion Res. 2011. V. 6. P. 1302136.
43. *de Vries P.C., Arnoux G., Huber A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2012. V. 54. P. 124032.
44. *Strauss H.R., Sugiyama L., Paccagnella R., Breslau J., Jardin S.* // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. P. 043017.
45. *Villone F., Ramogida G., Rubinacci G.* // Fusion Eng. Design. 2015. V. 93. P. 57.
46. *Дубров М.Л., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р., Докука В.Н.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. Вып. 1. С. 39. [M.L. Dubrov, V.E. Lukash, R.R. Khayrutdinov and V.N. Dokuka, Physics of Atomic Nuclei, **83** 1058 (2020)].
47. *Пустовитов В.Д.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 675. [V. D. Pustovitov, Plasma Phys. Rep. **46**, 747 (2020).]
48. *Pustovitov V.D.* // Fusion Eng. Design. 2017. V. 117. P. 1.
49. *Yanovskiy V.V., Isernia N., Pustovitov V.D., Scalera V., Villone F., Hromadka J., Imrisek M., Havlicek J., Hron M., Panek R.* // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. 096016.
50. *Pustovitov V.D.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 065003.
51. *Villone F., Barbato L., Mastrostefano S., Ventre S.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 095008.
52. *Chen S.L., Villone F., Sun Y.W., Xiao B.J.* // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. P. 076009.
53. *Pustovitov V.D.* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 113032.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 11, с. 1016–1030

ТОКАМАКИ

УДК 533.9.0.1

АЛЬФВЕНОВСКИЕ МОДЫ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКОВ Т-15МД И TRT С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ШИРОМ

© 2021 г. М. Ю. Исаев[a, b, d, *], В. М. Леонов[a, d], С. Ю. Медведев[a, c, d]

[a] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*

[b] *Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия*

[c] *Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия*

[d] *Частное учреждение государственной корпорации по атомной энергии "Росатом", "Проектный центр ИТЭР", Москва, Россия*

**e-mail: isaev_my@nrcki.ru*

Поступила в редакцию 24.12.2020 г.
После доработки 02.04.2021 г.
Принята к публикации 02.06.2021 г.

Для токамаков Т-15МД и TRT проводится анализ устойчивости собственных альфвеновских мод (АЕ) в плазме с отрицательным магнитным широм, возбуждаемых быстрыми частицами. Сценарии с отрицательным широм для Т-15МД и для нового токамака TRT с магнитным полем до 8 Тл, полным током плазмы 4 МА, дополнительным инжекционным нагревом мощностью до 40 МВт рассчитаны с помощью кода ASTRA. Возбуждение альфвеновских мод в токамаках Т-15МД и TRT возможно высокоэнергичными ионами нагревного пучка, а в дейтерий-тритиевой плазме TRT – термоядерными альфа-частицами. Пространственная структура и частоты различных АЕ с тороидальными номерами $n = 1–8$ вычислены с помощью кода идеальной МГД-устойчивости KINX. Затухание Ландау на ионах основной плазмы, инкременты линейного роста, нелинейная эволюция амплитуды мод, возбуждаемых быстрыми частицами, влияние на потери частиц рассчитаны с помощью кода VENUS. Немонотонный профиль запаса устойчивости, связанный с дополнительным ЭЦР-нагревом мощностью 13 МВт, открывает дополнительные возможности для возбуждения мод на нескольких магнитных поверхностях. Результаты численных расчетов альфвеновских мод в новом токамаке TRT сравниваются с результатами аналогичных по параметрам токамаков.

Ключевые слова: токамаки, моделирование, альфвеновские моды

DOI: 10.31857/S0367292121110184

1. ВВЕДЕНИЕ

Численные расчеты позволяют более точно предсказывать свойства альфвеновских собственных мод (Alfven Eigenmodes, AE, AE-моды) в различных сценариях, действующих и строящихся токамаков без использования обычных для аналитики приближений и предположений.

Анализу собственных альфвеновских мод в плазме токамаков с обращенным широм: RSAE (Reverse Shear Alfvén Eigenmode) и тороидальных альфвеновских мод TAE (Toroidal Alfvén Eigenmode), возбуждаемых ионами нагревного пучка, посвящена работа [1]. Результаты измерений частот и профилей возмущенных полей в разряде DIII-D #142111 сравнивались с результатами численных расчетов, выполненных с помощью кода NOVA-K. Основные свойства измеренных мод удалось подтвердить в численных расчетах. Обратная процедура сравнения дала другой результат – из 21 моды, предсказанной в численных расчетах, в эксперименте удалось обнаружить лишь 10, что указывает на определенную разницу между численными предсказаниями и результатами измерений. Воздействия различных альфвеновских возмущений разной локализации с нормированной радиальной амплитудой до $\delta B_r/B_0 = 2 \times \times 10^{-4}$ на характер потерь частиц были измерены с помощью детектора потерь быстрых частиц FILD и подтверждены с помощью численных расчетов кода ORBIT. При смещении таких возмущений к центру плазмы потери частиц уменьшаются. Оценки, выполненные в [1] для квазистационарного сценария ИТЭР с отрицательным широм, показывают, что потери частиц в результате воздействия RSAE с амплитудой вплоть до $\delta B_r/B_0 = 10^{-2}$, расположенных на середине радиуса плазмы, являются малыми.

В работе [2] для других разрядов токамака DIII-D с обращенным широм выполнена новая проверка численных расчетов альфвеновских мод, возбуждаемых ионами нагревного пучка. Найдено хорошее совпадение свойств измеренных и рассчитанных TAE с тороидальными номерами $n = 1, 2$ для разряда #166496. В разряде DIII-D#159243 экспериментально и численно обнаружены RSAE с номерами $n = 2–6$, расчеты проведены с помощью кодов NOVA-K и TGLFEP. Обсуждаются расхождения в численных оценках, полученных этими кодами для альфвеновских мод в токамаке CFETR (китайский термоядерный инженерный тестовый реактор) с отрицательным широм, большим радиусом 6.6 м, магнитным полем 6 Тл. Самая неустойчивая RSAE из рассмотренных мод с $n = 1–12$ для этого сценария имеет тороидальный номер $n = 5$ и частоту 36.4 кГц.

Большая работа по проверке кодов и увеличению точности их расчетов проводится в рамках международной группы ITPA-EP [3]. Надежный численный анализ и возможные погрешности расчетов альфвеновских неустойчивостей важны как для самого большого строящегося экспериментального токамака ИТЭР [4], так и для других токамаков различных размеров и назначений.

В нашей статье описываются возможные альфвеновские неустойчивости для сценариев с обращенным широм в двух новых токамаках – Т-15МД и TRT.

В настоящее время в НИЦ “Курчатовский институт” построен и готовится к запуску новый токамак Т-15МД [5] с магнитным полем 1.5 Тл и умеренным аспектным отношением. Исследование условий получения различных квазистационарных режимов для этого токамака проведено в работе [6] с помощью кода ASTRA. Анализ альфвеновских неустойчивостей для основного сценария токамака Т-15МД с монотонным профилем запаса устойчивости и полным тороидальным током 2 МА выполнен в [7]. В частности, были определены свойства основных неустойчивых тороидальных альфвеновских собственных мод (TAE) с тороидальными номерами $n = 2–8$, вычислены нормированные на частоту инкременты роста мод и уровни насыщения амплитуд. Альфвеновские неустойчивости, возбуждаемые ионами нагревного пучка в основном сценарии токамака Т-15МД с монотонным профилем запаса устойчивости, по предварительным численным оценкам, не приводят к значительному нарушению осесимметричной магнитной конфигурации и к увеличению потерь частиц. Данный вывод был подтвержден в экспериментах на токамаках DIII-D и NCSX с аналогичными токамаку Т-15МД параметрами плазмы [8].

В статье [6] также рассмотрен другой сценарий разряда токамака Т-15МД – с обращенным широм и полным тороидальным током 1 МА на квазистационарной стадии. В этом сценарии использованы три метода нагрева плазмы – мощностью 6 МВт от нейтральной инжекции пучков (NBI), 5 МВт от электронно-циклотронного (ЭЦР) и 7 МВт от высокочастотного нагрева (ВЧ). В результате действия такого неоднородного по радиусу нагрева профили тока и запаса устойчивости становятся немонотонными. Условие резонансного взаимодействия альфвеновских мод с ионами нагревного пучка выполнено на нескольких радиусах плазмы, что может привести к образованию возмущений в различных зонах плазмы, к увеличению инкремента роста моды и к увеличению уровня амплитуды альфвеновских неустойчивостей. Численный анализ альфвеновских неустойчивостей для сценария Т-15МД с обращенным широм проводится во втором разделе данной статьи с помощью кодов ASTRA, KINX и VENUS.

В третьем разделе нашей статьи описываются альфвеновские моды для нового токамака TRT. Новый токамак с реакторными технологиями (TRT) с большим радиусом 2.15 м является следующей ступенью на пути к термоядерному реактору, которому посвящен ряд статей данного специального выпуска журнала. В разделе рассматриваются два варианта: TRT7T, с магнитным полем на оси 7 Тл и инжекционным нагревом мощностью до 30 МВт; TRT8T, с магнитным полем на оси 8 Тл и нагревом NBI мощностью до 21.9 МВт. По аналогии с описанными выше сценариями Т-15-МД, DIII-D, CFETR с обращенным широм и нагревным пучком, в данных сценариях токамака TRT также возможно существование широких альфеновских мод с рядом максимумов. Рассматривается возможность роста амплитуды собственных альфвеновских мод как в результате влияния ионов нагревного пучка, так и в результате действия фракции термоядерных альфа-частиц, возникающих в дейтерий-тритиевой плазме.

В заключение суммируются основные результаты расчетов линейного роста и нелинейного насыщения AE для сценариев новых токамаков Т-15МД и TRT с обращенным широм, выполненных впервые с помощью кодов KINX и VENUS.

2. АЛЬФВЕНОВСКИЕ МОДЫ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-15МД С ОБРАЩЕННЫМ ШИРОМ

В сценарии токамака Т-15МД с обращенным широм [6] и полным током плазмы 1 МА предусматривается комбинированный нагрев нейтральным пучком мощностью 6 МВт, электронно-циклотронным нагревом (ЭЦР) мощностью 5

МВт и высокочастотным нагревом (ВЧ) мощностью 7 МВт. Тороидальное поле на оси плазмы равно $B_0 = 1.5$ Тл, большой радиус тора $R = 1.48$ м, малый радиус плазмы $a = 0.57$ м, вытянутость сечения $k = 1.8$. Рассчитанные с помощью кода ASTRA профили электронной плотности, температуры, плотности быстрых частиц нагревного пучка и фактор запаса устойчивости q в зависимости от корня нормированного полоидального потока $\rho = (\psi)^{1/2}$ показаны на рис. 1, основные параметры данного сценария Т-15МД и двух сценариев токамака TRT с полем 7 и 8 Тл приведены в сравнительной табл. 1.

Равновесие токамака Т-15МД с профилями давления и вращательного преобразования, заданными кодом ASTRA, вычисляется с помощью двумерного кода равновесия CAXE. Переход к Бузеровским координатам с выпрямленными магнитными силовыми линиями проводится с помощью трехмерных кодов равновесия и устойчивости VMEC и TERPSICHORE. Магнитная конфигурация в Бузеровских координатах используется для расчетов дрейфовых траекторий движения заряженных частиц и нелинейной эволюции амплитуды альфвеновских мод с помощью кода VENUS с использованием метода δf, инкремент вычисляется из обмена энергией частиц и моды. Используется так называемая гибридная (не самосогласованная) модель взаимодействия мод и быстрых частиц: фиксированная пространственная структура и частота вычисляется с помощью идеального МГД кода KINX без затухания на континууме, для амплитуды моды используется уравнение с учетом динамики быстрых частиц, которая моделируется вдоль дрейфовых траекторий в коде VENUS. Более подробное описание уравнений, вычислительной схемы и необходимые ссылки даны в работе [7].

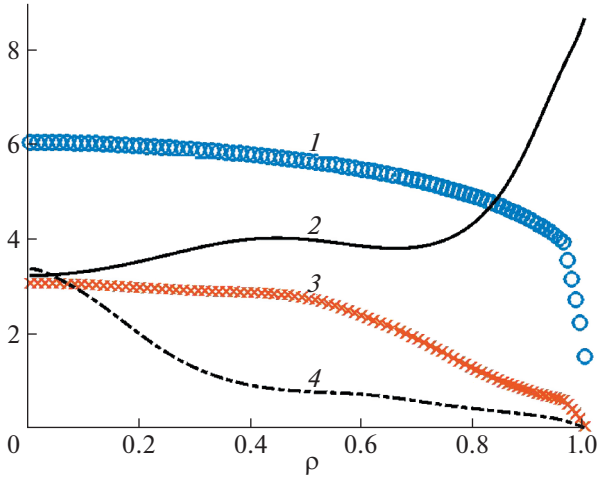

Рис. 1. Зависимость электронной плотности плазмы n_e (10^{19} м$^{-3}$, кривая *1*), фактора запаса устойчивости q (кривая *2*), электронной температуры T_e, кэВ (кривая *3*), плотности ионов нагревного пучка $10n_b$, 10^{19} м$^{-3}$ (кривая *4*) для сценария Т-15МД с током 1 МА от корня нормированного полоидального потока, рассчитанная с помощью кода ASTRA.

Таблица 1. Основные параметры сценариев с обращенным широм токамаков Т-15МД и TRT

	Т-15МД с обращенным широм	TRT7T	TRT8T
R, м	1.5	2.15	2.15
a, м	0.57	0.57	0.57
Вытянутость k	1.8	1.8	1.8
Треугольность δ	0.4	0.4	0.4
B_0, Тл	1.5	7.0	8.0
I, МА	1.0	4.0	4.0
Плотность электронов n_{e0}, м$^{-3}$	6×10^{19}	23.4×10^{19}	9.44×10^{19}
n_{b0}, м$^{-3}$	0.33×10^{19}	0.72×10^{19}	1.45×10^{19}
Атомная масса плазмы A	1	2.5	2.5
P (NBI), МВт	6.0	30.0	21.9
E_b, МэВ	0.06	0.5	0.5
Атомная масса ионов пучка A_b	1	2	2
n_α, м$^{-3}$	–	1.11×10^{19}	0.11×10^{19}
T_{i0}, кэВ	2.6	11.7	21
V_b, м/с	3.4×10^6	6.9×10^6	6.9×10^6
V_A, м/с	4.5×10^6	6.4×10^6	1.1×10^7

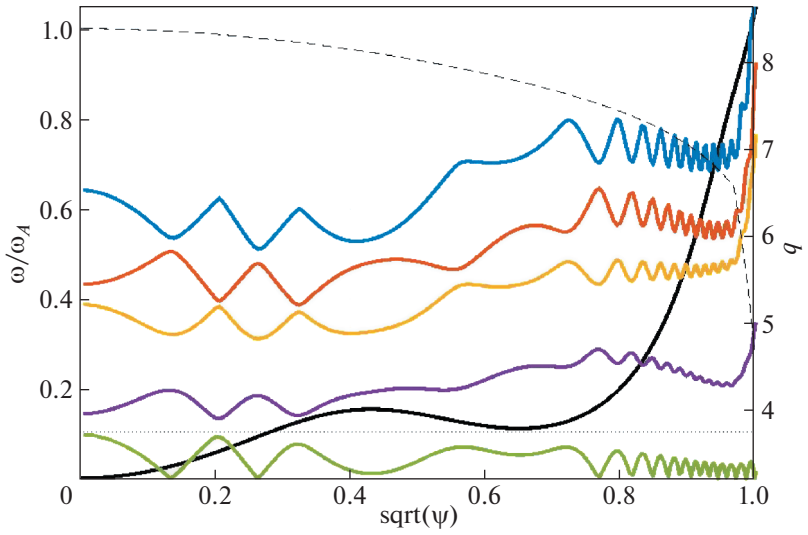

Рис. 2. Структура непрерывного спектра АЕ с тороидальным номером $n = 3$ в плазме токамака Т-15МД с током 1 МА, рассчитанная с помощью кода KINX. Зона между фиолетовой и светло-зеленой линиями показывает расположение АЕ в континууме ω/ω_A в зависимости от радиальной координаты – корня из нормированного полоидального потока. Сплошной черной линией показан профиль запаса устойчивости q, штриховой линией показан профиль нормированной плотности плазмы, пунктирной показана нормированная частота $\omega/\omega_A = 0.10452$.

В базовом сценарии токамака Т-15МД с током 2 МА и инжекционным нагревом равновесие имеет монотонный профиль с центральным $q = 1.5$ и типичные парные тороидальные альфвеновские моды с одним пространственным максимумом. В других равновесиях (например, подобных сценарию ИТЭР с током 9 МА) возможна конфигурация с минимумом q в середине радиуса плазмы и обращенным широм. В таких случаях в дополнение к TAE развиваются RSAE с частотами, изменяющимися с величиной минимального q. Рассмотренная модель холодной идеальной плазмы не включает те RSAE, которые требуют учета градиента плотности быстрых ионов, влияющего на возникновение моды [9]. Однако при этом учитывается зацепление между TAE и RSAE из-за геометрии магнитных поверхностей, которое может быть более сложным из-за наличия двух экстремумов в q.

Численный анализ фиксированной пространственной структуры и нормированных частот альфвеновских мод для сценария токамака Т-15МД с током 1 МА выполнен с помощью кода KINX. Альфвеновская скорость определяется формулой $V_A = B/(\mu_0\rho_b)^{1/2}$, ρ_b – массовая плотность плазмы, альфвеновская частота равна $f_A = \omega_A/(2\pi) = V_A/(2\pi R) = 450$ кГц. Альфвеновский континуум (границы континуума, собственные частоты и радиальная структура мод) вычисляется с помощью решения одномерных задач на собственные значения на магнитных поверхностях (2) из [10]. Согласно аналитическим оценкам работы [4], в этой конфигурации возможны возбуждение альфвеновских мод с небольшими тороидальными номерами, равными $n = 2$–6.

Наиболее опасными для этого сценария являются моды с тороидальными номерами $n = 3$, 4, чьи максимумы расположены в зоне больших градиентов плотности пучка. Остановимся подробнее на анализе именно этих мод.

Радиальная компонента смещения плазмы под действием моды в Бузеровских координатах (s, θ, ζ) представлена в виде спектрального разложения по компонентам с полоидальным номером m и тороидальным номером n. Коэффициенты разложения имеют вид произведения фиксированной пространственной функции, зависящей только от времени амплитуды $A(t)$ и соответствующей фазы $\xi^s = \sum \xi^s_{mn} \cos(m\theta - n\zeta - \omega t)$, где $\xi^s_{mn} = A(t)\xi_{mn}(s)$.

Нормированные частоты АЕ ω/ω_A с тороидальным номером $n = 3$ для сценария Т-15МД с обращенным широм расположены в интервале [0.094, 0.134] (рис. 2). В этом диапазоне с помощью кода KINX обнаружено пять собственных мод с различной радиальной структурой и различными собственными частотами $\omega/\omega_A = 0.096382$; 0.096393; 0.10452; 0.11678; 0.13243, основные полоидальные компоненты которых показаны на рис. 3. Ни одна из этих мод, за исключением локализованной TAE на рис. 3д, не является в чистом виде RSAE или TAE. При изменении минимального q частота RSAE приближа-

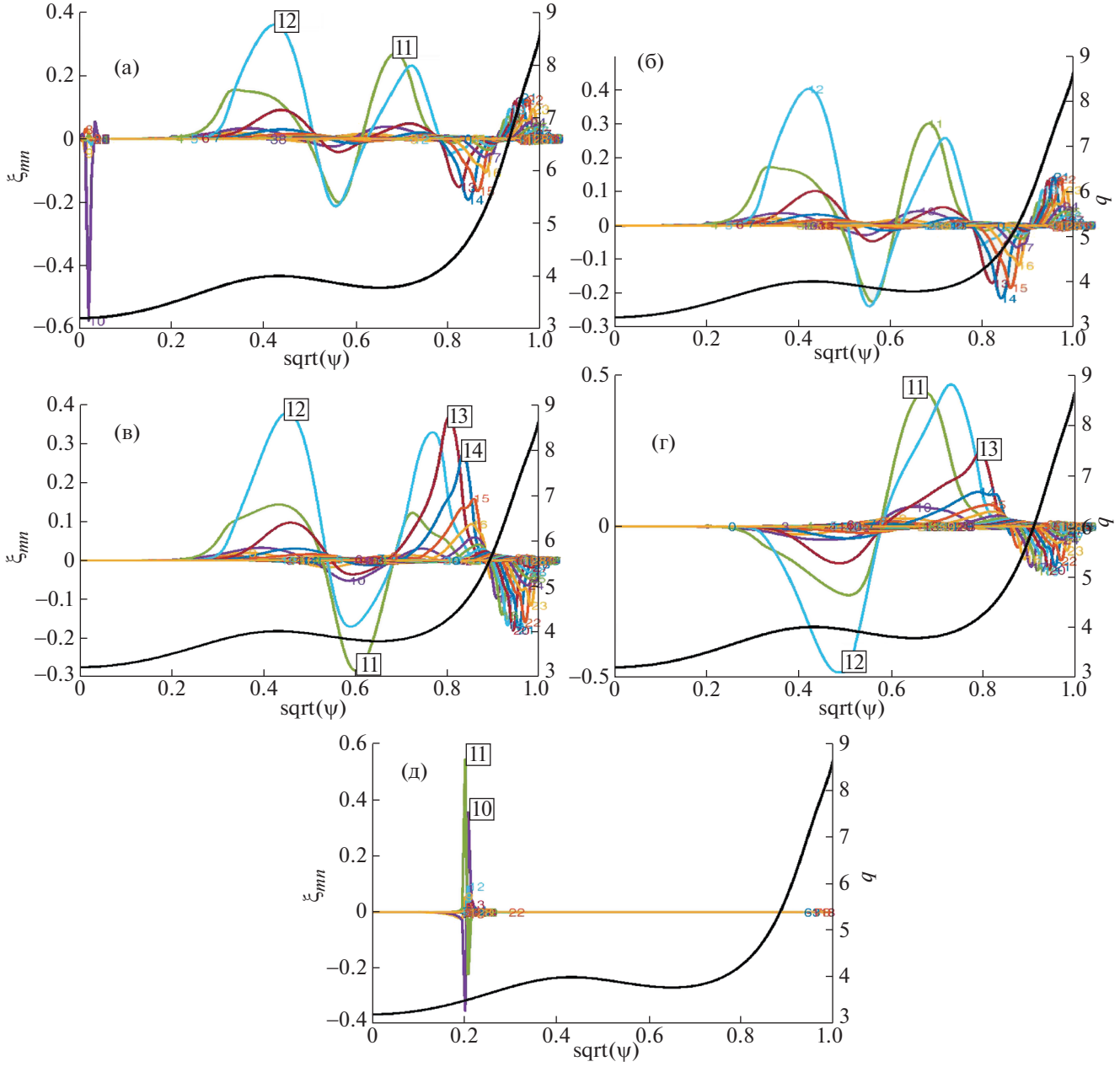

Рис. 3. Профили основных полоидальных компонент $n = 3$ АЕ с собственными частотами $\omega/\omega_A = 0.096382$ (а), 0.096393 (б), 0.10452 (в), 0.11678 (г), 0.13243 (д), рассчитанные с помощью кода KINX для плазмы Т-15 с током 1 МА и профиль запаса устойчивости (сплошная черная линия). Номера полоидальных компонент m показаны цифрами вблизи соответствующих максимумов.

ется к частоте TAE, зацепление гармоник становится значительным и получается комбинация RSAE-TAE: экстремум альфвеновского континуума на 0.65 (рис. 2), связанный с экстремумом q, ненамного ниже TAE частоты. Как видно из рис. 3а–в, немонотонный профиль вращательного преобразования приводит к образованию сложной радиальной структуры с несколькими экстремумами, число которых зависит от значения собственной частоты. Максимальное число экстремумов моды – шесть, найдено для частоты $\omega/\omega_A = 0.096382$ (рис. 3а). Это приводит к возможности эффективного резонанса мод с ионами пучка на нескольких радиусах. Для предварительного анализа альфвеновской неустойчивости была выбрана АЕ с четырьмя экстремумами и с нормированной частотой $\omega/\omega_A = 0.10452$, которая имеет большие полоидальные компоненты с номерами $m = 10–14$ (рис. 3в), расположенные в середине радиуса плазмы с большим градиентом

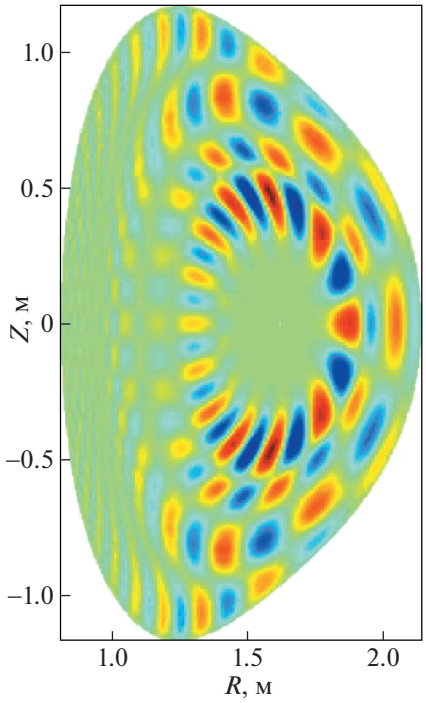

Рис. 4. Сечение плазмы токамака Т-15 МД с линиями уровня нормального смещения АЕ с тороидальным номером $n = 3$, частотой $\omega/\omega_A = 0.10452$ (рис. 3в), рассчитанное с помощью кода KINX.

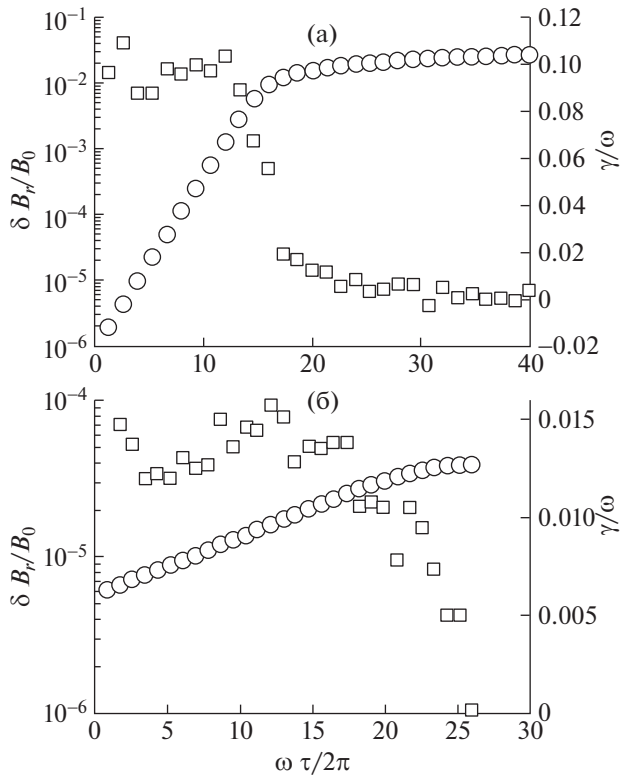

Рис. 5. Нелинейное насыщение $n = 3$ АЕ с учетом динамики ионов пучка с нулевым коэффициентом затухания (а) и с учетом затухания $\gamma_d/\omega = 0.07$ (б), вычисленное с помощью кода VENUS для сценария Т-15МД. Кружки – нормированная амплитуда возмущения магнитного поля АЕ; квадраты – инкремент АЕ-моды.

плотности ионов пучка. Сечение плазмы токамака Т-15МД с линиями уровня нормального смещения TAE моды с тороидальным номером $n = 3$ и нормированной частотой $\omega/\omega_A = 0.10452$ показано на рис. 4.

Анизотропная функция распределения ионов пучка, используемая в коде VENUS [7, 11], состоит из радиальной функции плотности ионов (см. рис. 1), распределения по энергиям с учетом критической скорости и скорости инжекции пучка и распределения Гаусса по питч-углам со смещением, определяемым направлением инжекции. Функция распределения ионов основной плазмы представляет собой распределение Максвелла, зависящее от профилей плотности и температуры.

Нелинейная эволюция амплитуды выбранной альфвеновской моды с нормированной частотой $\omega/\omega_A = 0.10452$ для сценария токамака Т-15МД с немонотонным q вычислена в помощью кода VENUS аналогично работе [3], см. рис. 5а (без эффектов затухания). Ионы водорода нагревного пучка с максимальной энергией 60 кэВ, инжектируемые в плазму, распределяются с помощью метода Монте-Карло в соответствии с профилем плотности, показанном на рис. 1. На линейной стадии инкремент роста амплитуды моды $\gamma = A'(t)/A$, нормированный на собственную частоту, достигает уровня $\gamma/\omega = 0.1$. На стадии насыщения максимум радиальной компоненты альфвеновского возмущения примерно постоянен и равен $\delta B_r/B_0 = 0.02$. При таком большом уровне возмущения потери быстрых частиц пучка, вычисленные с помощью кода VENUS, составляют до 10%. Данные оценки показывают потенциальную опасность сценария с немонотонным q, при котором могут возникать несколько резонансных зон и большое возбуждение амплитуды моды.

Однако в анализе альфвеновских неустойчивостей необходимо учитывать и затухание моды различных типов. В частности, учет бесстолкновительного затухания Ландау на тепловых ионах основной плазмы позволяет уменьшить полный инкремент роста моды и уровень насыщения [1, 7].

На рис. 5б показано нелинейное насыщение $n = 3$ TAE, вычисленное с помощью кода VENUS для сценария Т-15МД с немонотонным q с учетом затухания Ландау $\gamma_d/\omega = 0.085$. Оценки затухания

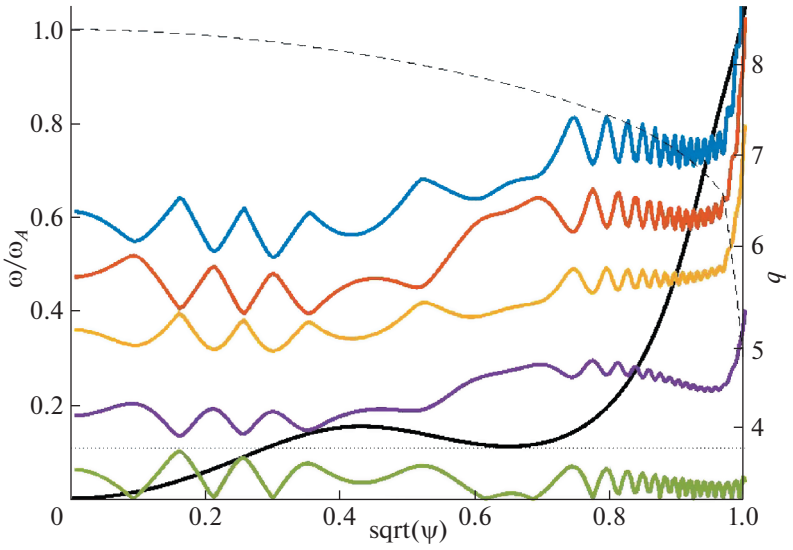

Рис. 6. Структура непрерывного спектра АЕ с тороидальным номером $n = 4$ в плазме токамака Т-15МД с током 1 МА, рассчитанная с помощью кода KINX. Зона между фиолетовой и светло-зеленой линиями показывает расположение АЕ в континууме ω/ω_A в зависимости от радиальной координаты – корня из нормированного полоидального потока. Сплошной черной линией показан профиль запаса устойчивости q, штриховой линией показан профиль нормированной плотности плазмы, точками показана нормированная частота $\omega/\omega_A = 0.10878$.

Ландау выполнены с помощью кода VENUS с учетом профилей плотности и температуры ионов основной плазмы, полученной из кода ASTRA. Как видно на этом рисунке, полный инкремент роста амплитуды с учетом затухания на линейной стадии не превышает $\gamma/\omega = 0.02$, уровень насыщения максимума радиальной компоненты альфвеновского возмущения не превышает $\delta B_r/B_0 = 10^{-4}$. В этом случае потери ионов пучка, вычисленные без учета эффектов конечного ларморовского радиуса орбиты, составляют несколько процентов.

Погрешность метода Монте-Карло при расчетах по коду VENUS зависит от числа частиц. В рассматриваемом случае для моделирования возмущенной функции распределения методом δf использовалось около полумиллиона частиц. Вычисления проводились на кластере НИЦ “Курчатовский институт”.

Продолжим анализ альфвеновских неустойчивостей в сценарии Т-15 МД с немонотонным q исследованием моды с тороидальным номером $n = 4$.

Нормированные частоты ω/ω_A с тороидальным номером $n = 4$ расположены в интервале [0.100, 0.135] между фиолетовой и светло-зеленой кривой (рис. 6). В этом диапазоне код KINX обнаружил четыре собственные моды с различной радиальной структурой, различным числом экстремумов и различными собственными частотами $\omega/\omega_A = 0.10331;\ 0.10878;\ 0.11843;\ 0.12874$, основные полоидальные компоненты которых показаны на рис. 7. Для нелинейного анализа альфвеновской неустойчивости с тороидальным номером $n = 4$ была выбрана мода с нормированной частотой $\omega/\omega_A = 0.10878$, которая имеет 6 максимумов (рис. 7б), большие полоидальные компоненты с номерами $m = 13–17$, расположенные в середине радиуса плазмы с большим градиентом плотности ионов пучка. Сечение плазмы токамака Т-15МД с линиями уровня нормального смещения с тороидальным номером $n = 4$ и нормированной частотой $\omega/\omega_A = 0.10878$ показано на рис. 8.

Нелинейная эволюция амплитуды моды с тороидальным номером $n = 4$ и собственной нормированной частотой $\omega/\omega_A = 0.10878$ без учета эффектов затухания показана на рис. 9а. Инкремент роста, нормированный на собственную частоту, достигает $\gamma/\omega = 0.09$. На стадии насыщения максимум радиальной компоненты альфвеновского возмущения равен $\delta B_r/B_0 = 0.02$. При таком большом уровне возмущения потери быстрых частиц пучка составляют до 10%. Учет бесстолкновительного затухания Ландау на тепловых ионах заметно снижает полный инкремент роста и уровень насыщения амплитуды моды (рис. 9б). Полный инкремент роста амплитуды с учетом затухания на линейной стадии равен примерно $\gamma/\omega = 0.02$, уровень насыщения максимума радиальной компоненты альфвеновского возмущения не превышает $\delta B_r/B_0 = 10^{-4}$. Потери ионов пучка,

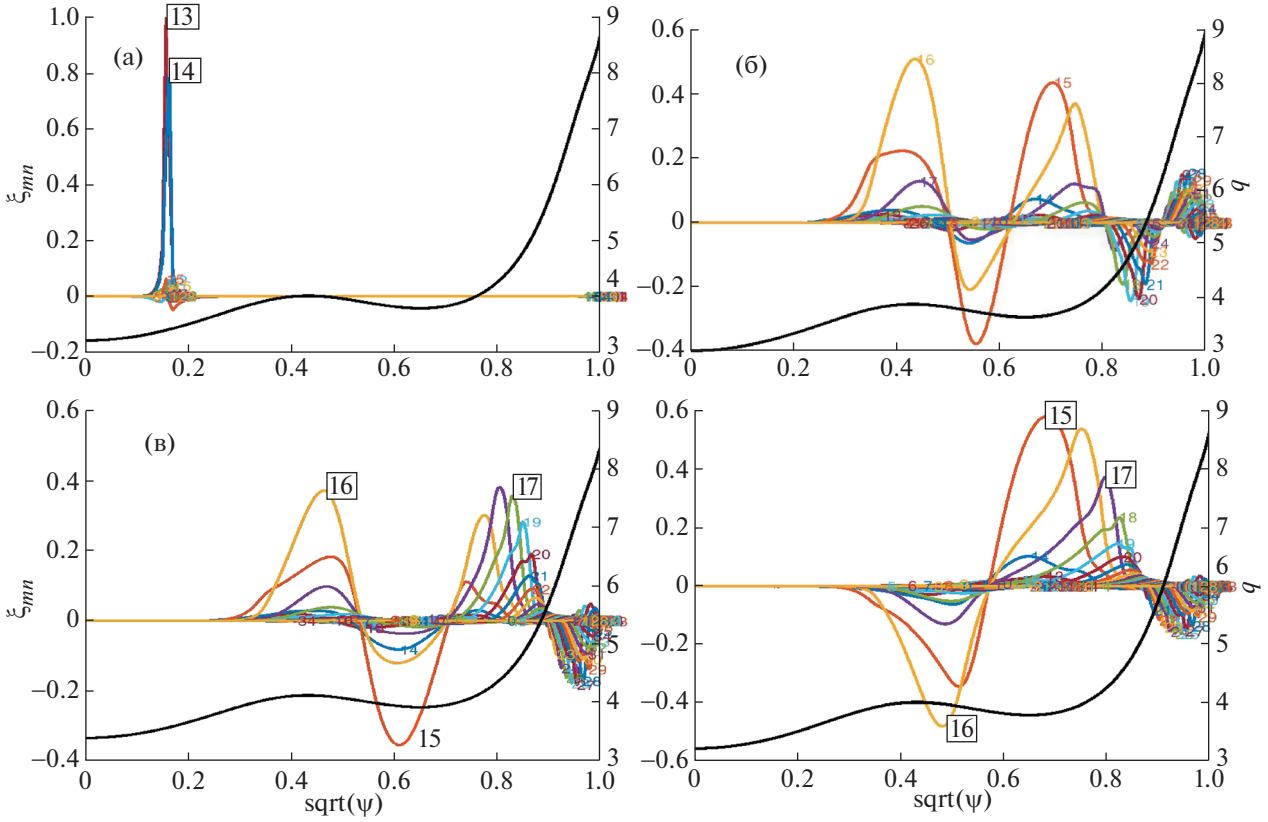

Рис. 7. Профили основных полоидальных компонент $n = 4$ АЕ с собственными частотами $\omega/\omega_A = 0.10331$ (а); 0.10878 (б); 0.11843 (в); 0.12874 (г), рассчитанные с помощью кода KINX для плазмы Т-15 с током 1 МА и профиль запаса устойчивости (сплошная черная линия). Номера полоидальных компонент m показаны цифрами вблизи соответствующих максимумов.

вычисленные без учета эффектов конечного ларморовского радиуса орбиты, составляют несколько процентов.

Максимумы кривых, определенных численно с помощью кода KINX для нижней границы альфвеновского континуума, с тороидальными номерами $n = 2, 5, 6$, расположены вблизи магнитных поверхностей со значениями $(\psi)^{1/2} = 0.06$, 0.13, 0.11 (ψ – нормированный полоидальный поток), вблизи магнитной оси. Предполагается, что и максимумы собственной моды будут находиться вблизи этих магнитных поверхностей. Вблизи магнитной оси градиент плотности нагревного пучка мал, условия резонансной раскачки мод отсутствуют. Анализ мод с тороидальными номерами $n = 2, 5, 6$ будет проведен в ближайшем будущем.

3. АЛЬФВЕНОВСКИЕ МОДЫ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА TRT С ОБРАЩЕННЫМ ШИРОМ

В этом разделе описываются свойства альфвеновских мод для двух вариантов нового токамака TRT–TRT7T (с магнитным полем на оси величиной 7 Тл) и TRT8T (магнитное поле на оси равно 8 Тл). Сценарий TRT7T для исследования реакторных технологий с обращенным широм имеет полный ток DT плазмы 4 МА, комбинированный нагрев нейтральным пучком мощностью 30 МВт, высокочастотным нагревом (ВЧ) мощностью 20 МВт, отношение термоядерной энергии к энергии нагрева $Q = 0.93$. Большой радиус тора равен $R = 2.15$ м, малый радиус плазмы $a = 0.67$ м, (как и в токамаке Т-15МД), вытянутость сечения равна 1.8. Основные параметры сценария TRT7T приведены в табл. 1. Рассчитанные с помощью кода ASTRA профили электронной плотности, температуры, плотности быстрых частиц нагревного пучка, плотности термоядерных альфа-частиц и фактор запаса устойчивости q в зависимости от корня нормированного полоидального потока $\rho = (\psi)^{1/2}$ показаны на рис. 10. Улучшенное удержание предполагается за счет внутреннего транспортного барьера ITB на среднем радиусе. Наличие ITB и комбинированный нагрев создают в TRT сложный немонотонный профиль запаса устойчивости q с обращенным широм, анало-

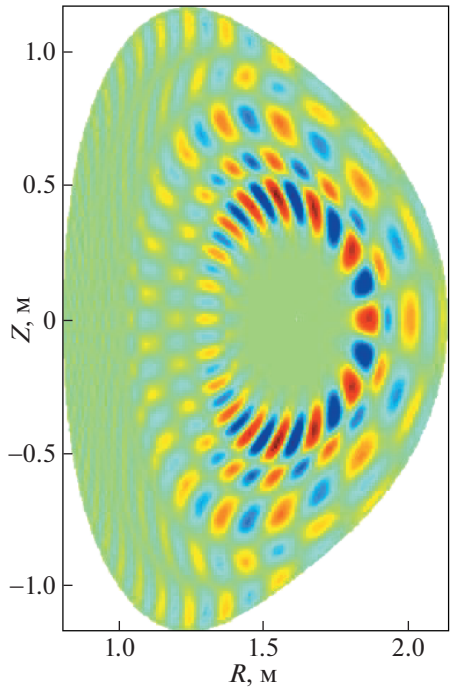

Рис. 8. Сечение плазмы токамака Т-15 МД с линиями уровня нормального смещения АЕ с тороидальным номером $n = 4$, частотой $\omega/\omega_A = 0.10878$ (рис. 7б), рассчитанное с помощью кода KINX.

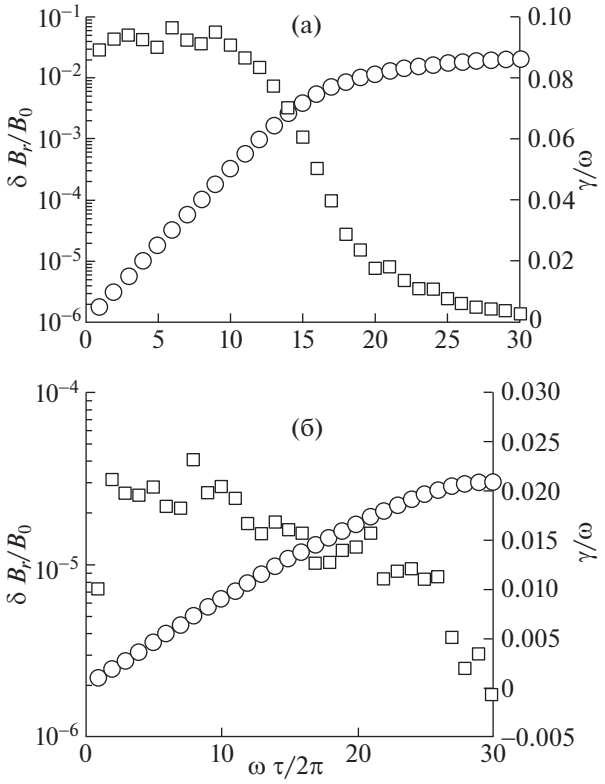

Рис. 9. Нелинейное насыщение $n = 4$ АЕ с учетом динамики ионов пучка с нулевым коэффициентом затухания (а) и с учетом затухания $\gamma_d/\omega = 0.078$ (б), вычисленное с помощью кода VENUS для сценария Т-15МД. Кружки – нормированная амплитуда возмущения магнитного поля АЕ; квадраты – инкремент АЕ.

гичный профилю q тестового токамака-реактора CFETR [12]. Для такого немонотонного профиля запаса устойчивости возможно возбуждение альфвеновских мод, расположенных на различных радиусах плазмы.

Профили плотности альфа-частиц для сценариев TRT7T показаны на рис. 10. Распределение альфа-частиц по энергиям имеет вид функции $f(E) = C(1 - \mathrm{erf}(x))/(E^{3/2} + (E_c)^{3/2})$, где критическая энергия равна $E_c = 4.94\times10^5$ эВ, $E_0 = 3.5 \times \times 10^6$ эВ, $dE = 4.1\times10^5$ эВ, $x = (E - E_0)/dE$. Константа C вычисляется из условия равенства центральной плотности альфа-частиц значению $n_{a0} = 1.11\times 10^{19}$ м$^{-3}$ для сценария TRT7T и значению $n_{a0} = 0.11\times 10^{19}$ м$^{-3}$ для сценария TRT8T (см. табл. 1).

Анизотропная функция распределения ионов пучка по энергиям, радиусу и питч-углам для токамака TRT отличается от функции распределения частиц пучка токамака Т-15МД [7, 11] величиной энергии инжекции $E_b = 0.5$ МэВ и радиальной зависимостью профиля плотности частиц пучка n_b (см. рис. 1, 10, табл. 1).

Расчеты альфвеновского континуума для токамака TRT были выполнены с помощью кода KINX для тороидальных чисел $n = 1–5$. Широкая

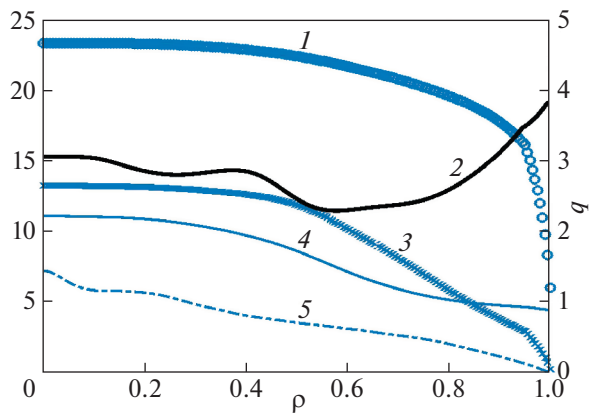

Рис. 10. Зависимость электронной плотности плазмы n_e (10^{19} м$^{-3}$, кривая *1*), фактора запаса устойчивости q (кривая *2*), электронной температуры T_e, кэВ (кривая *3*), плотности альфа-частиц $10n_\alpha$ (10^{19} м$^{-3}$, кривая *4*), плотности ионов нагревного пучка $10n_b$, (10^{19} м$^{-3}$, кривая *5*) для сценария TPT 7T от корня нормированного полоидального потока, рассчитанная с помощью кода ASTRA.

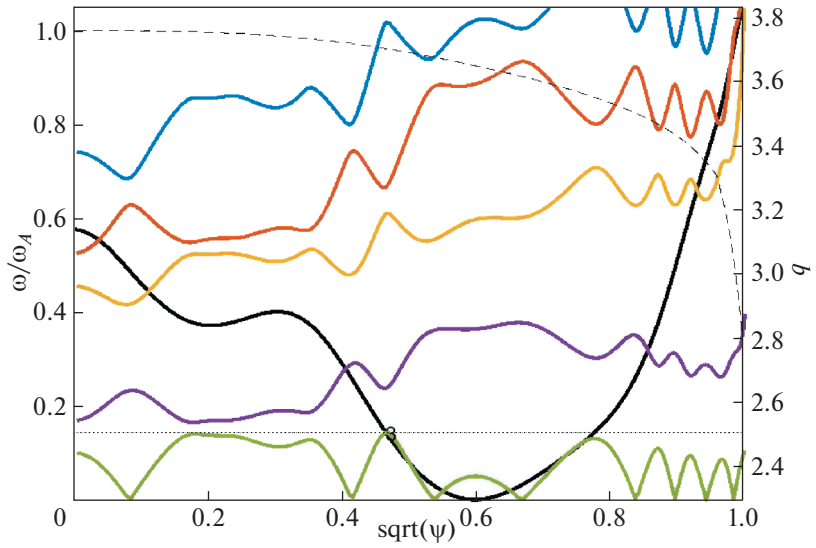

Рис. 11. Структура непрерывного спектра AE моды с тороидальным номером $n = 3$ в плазме токамака TPT7T, рассчитанная с помощью кода KINX. Зона между фиолетовой и светло-зеленой линиями показывает расположение AE в континууме ω/ω_A в зависимости от радиальной координаты – корня из нормированного полоидального потока. Сплошной черной линией показан профиль запаса устойчивости q, штриховой линией показан профиль нормированной плотности плазмы, пунктиром показана нормированная частота $\omega/\omega_A = 0.1439$.

альфвеновская щель найдена для мод с тороидальным числом $n = 3$ (рис. 11), расположенная в диапазоне значений $\omega/\omega_A = [0.144, 0.169]$ – между нижней зеленой кривой и второй снизу кривой фиолетового цвета. В этой области код KINX находит несколько собственных мод с различной пространственной структурой и с нормированными частотами $\omega/\omega_A = 0.1629$ (рис. 12а); 0.1439 (рис. 12б).

Сложная пространственная форма моды с нормированной частотой вблизи нижней границы альфвеновской щели $\omega/\omega_A = 0.1439$ (рис. 12б) также связана с зацеплением TAE и RSAE. Поскольку экстремум альфвеновского континуума на 0.6 (рис. 11), связанный с экстремумом q, ниже TAE частоты, то такая мода представляет собой более чистый пример RSAE с доминирующей гармоникой $m = 7$. На радиусе $(\psi)^{1/2} = 0.45$ видна особенность из-за пересечения с непрерывным спектром. В соответствии с теорией [13], моды с частотами ниже границы альфвеновской щели имеют так называемое затухание на континууме, расчеты которого выходят за рамки данной работы.

Сечение плазмы токамака TRT с линиями уровня нормального смещения этой моды, рассчитанное с помощью кода KINX, показано на рис. 13. Красным цветом показаны области с максимальным положительным возмущением, синим цветом – области с максимальным отрицательным возмущением. Такая широкая AE занимает заметную часть плазмы и может привести к резонансному взаимодействию с быстрыми частицами на многих радиусах.

Результаты нелинейной эволюции широкой моды с $\omega/\omega_A = 0.1439$, возбуждаемой ионами нагревного пучка, показаны на рис. 14а. Расчеты выполнены с помощью кода VENUS отдельно для ионов основной плазмы (для определения затухания Ландау), для ионов пучка и для альфа-частиц. Эволюция амплитуды этой моды, возбуждаемой термоядерными альфа-частицами с учетом затухания Ландау $\gamma_d/\omega = -0.037$ на тепловых ионах DT-плазмы с центральной температурой $T_{i0} = 11.7$ кэВ, и конечного ларморовского радиуса, показана на рис. 14б. Как видно из этих рисунков, значение нормированного инкремента роста моды с $n = 3$ на линейной стадии роста оказалось приближенно равным $\gamma/\omega = 0.02$, величина нормированного радиального возмущения магнитного поля на стадии насыщения не превысила уровня $\delta B_r/B_0 = 10^{-3}$. При таких уровнях возмущений потери быстрых ионов пучка и ионов основной плазмы пренебрежимо малы. Потери термоядерных альфа-частиц, вычисленные с помощью кода VENUS, с учетом конечной плотности этих частиц на краю плазмы, составили 6%. Таким образом, данные альфвеновские неустойчивости не являются опасными для удержания ионов пучка, однако приводят к определенным потерям термоядерных альфа-частиц.

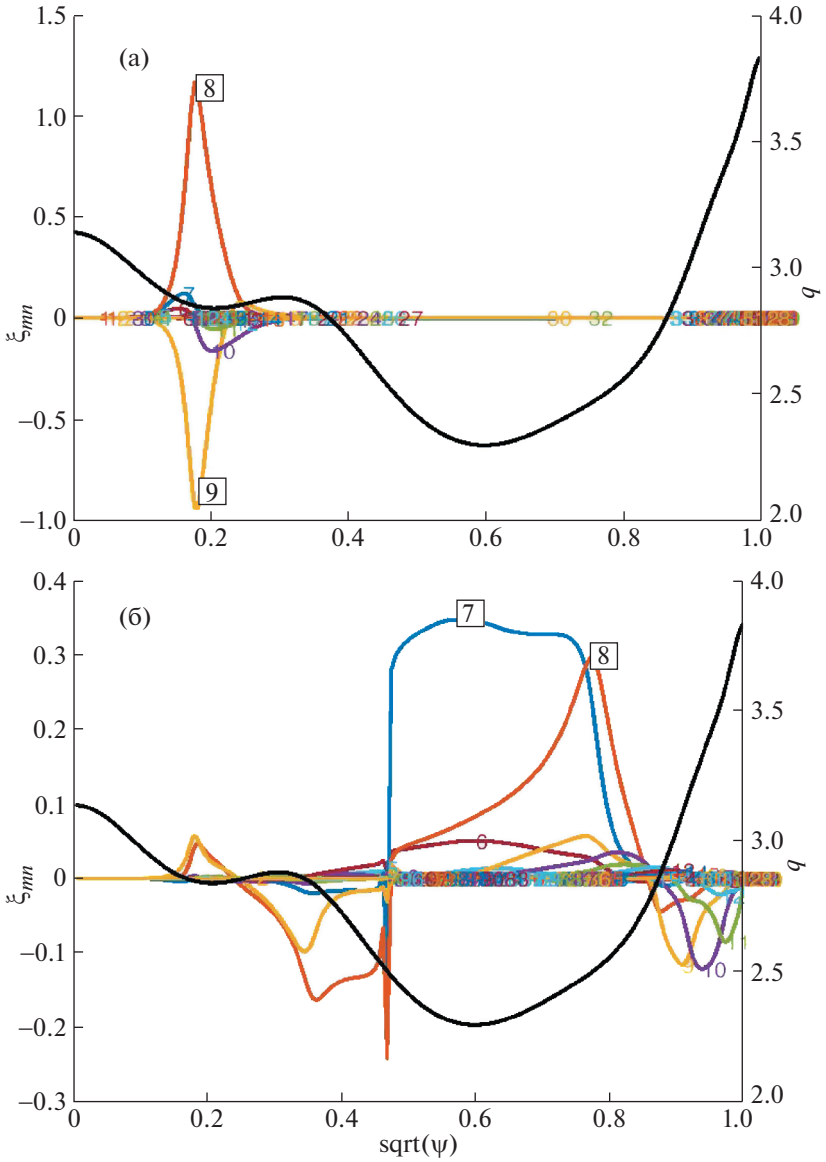

Рис. 12. Профили основных полоидальных компонент $n = 3$ АЕ с собственными частотами $\omega/\omega_A = 0.1629$ (а), 0.1439 (б), рассчитанные с помощью кода KINX для плазмы TRT7T и профиль запаса устойчивости (сплошная черная линия). Номера полоидальных компонент m показаны цифрами вблизи соответствующих максимумов.

Второй рассматриваемый сценарий токамака TRT имеет большое центральное магнитное поле 8 Тл, инжекционный нагрев мощностью 21.9 МВт, центральную электронную плотность $n_{e0} = 9.44 \times \times 10^{19}$ м$^{-3}$, профиль запаса устойчивости с отрицательным центральным широм (см. рис. 15). Основные параметры данного сценария приведены в табл. 1. Как и в сценарии TRT7T, в сценарии с полем 8 Тл в дейтерий-тритиевой плазме возбуждение альфвеновских мод возможно как с помощью ионом нагревного пучка, так и с помощью термоядерных альфа-частиц с центральной плотностью $n_{e0} = 0.11 \times 10^{19}$ м$^{-3}$. Сравнительная табл. 2 содержит инкременты линейного роста некоторых альфвеновских мод с тороидальными номерами $n = 1$–8 с избранными нормированными собственными частотами ω/ω_A, возбуждаемых ионами пучка γ_{beam}/ω, альфа-частицами γ_α/ω (с учетом эффектов конечного ларморовского радиуса), инкрементов затухания Ландау на тепловых ионах γ_d/ω. Расчеты выполнены с помощью кода VENUS отдельно для каждой группы частиц.

Как видно из сводной табл. 2, максимальный нормированный инкремент линейного роста на ионах пучка, равный $\gamma_{beam}/\omega = 0.15$, найден для

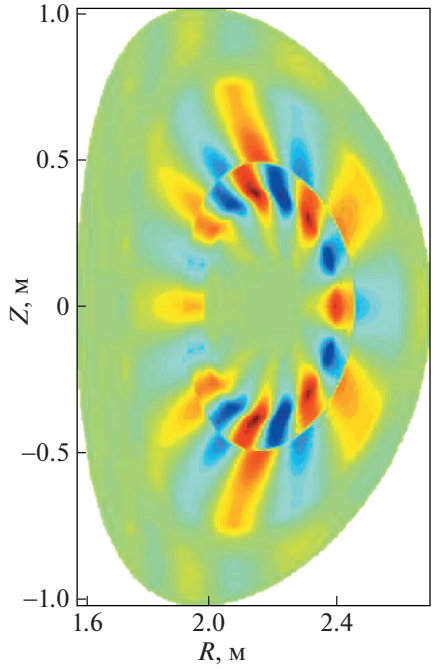

Рис. 13. Сечение плазмы токамака TRT7T с линиями уровня нормального смещения AE с тороидальным номером $n = 3$, частотой $\omega/\omega_A = 0.1439$ (рис. 12б), рассчитанное с помощью кода KINX.

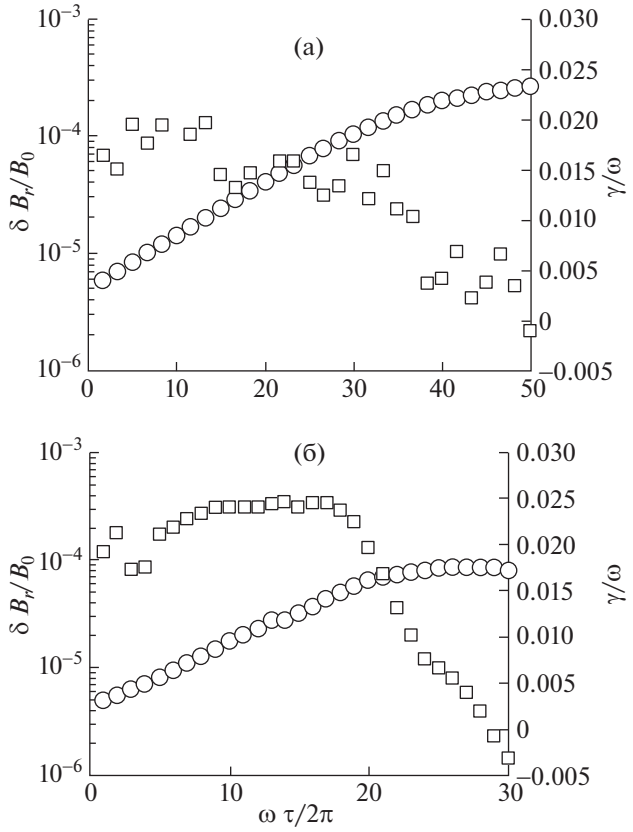

Рис. 14. Нелинейное насыщение $n = 3$ RSAE с учетом динамики ионов пучка энергией $E_0 = 500$ кэВ (а) и с учетом динамики альфа-частиц (б), вычисленное с помощью кода VENUS для токамака TRT7T. Кружки – возмущение магнитного поля RSAE моды; квадраты – инкремент TAE.

нормированной частоты $\omega/\omega_A = 0.25989$ в середине щели альфвеновского континуума с тороидальным номером $n = 5$ (см. рис. 16). Профили основных полоидальных компонент данной собственной моды приведены на рис. 17. Как следует из табл. 2, инкременты роста мод на альфа-частицах для сценария TRT8T заметно ниже, чем на ионах пучка. Наиболее опасными модами, для которых затухание Ландау на тепловых ионах меньше инкрементов роста, оказались моды с тороидальными номерами $n = 1, 3, 5, 6, 8$. Очень высокое значение полученного линейного инкремента роста на ионах пучка в сценарии TRT8T для моды с номером $n = 5$, равное, $\gamma_{beam}/\omega = 0.15$, побуждает уделить в ближайшее время дополнительное внимание учету эффектов радиационного затухания, затухания на континууме и на электронах основной плазмы. Эти дополнительные эффекты, вероятно, позволят снизить суммарный инкремент роста, определить уровень насыщения и уровень потерь быстрых частиц в данном сценарии. Интерес представляет анализ устойчивости альфвеновских мод с другими тороидальными номерами. Такой анализ с уточненными параметрами других сценариев для нового токамака ТРТ предполагается провести в ближайшее время.

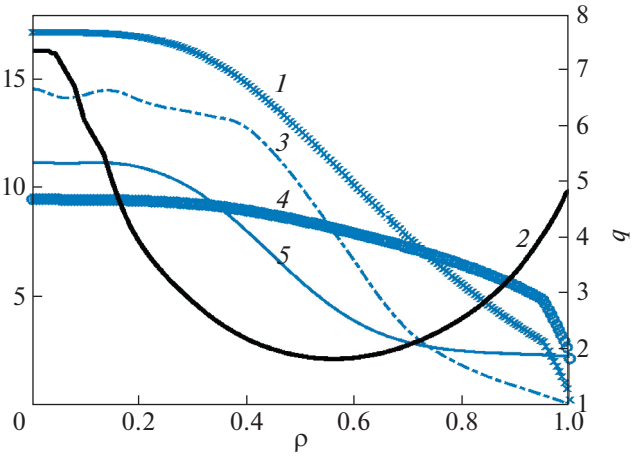

Рис. 15. Зависимость электронной температуры T_e, кэВ (кривая *1*), фактора запаса устойчивости q (кривая *2*), плотности ионов нагревного пучка $10n_b$, (10^{19} м$^{-3}$, кривая *3*), электронной плотности плазмы n_e (10^{19} м$^{-3}$, кривая *4*), плотности альфа-частиц $100n_\alpha$ (10^{19} м$^{-3}$, кривая *5*), для сценария TRT 8T от корня нормированного полоидального потока, рассчитанная с помощью кода ASTRA.

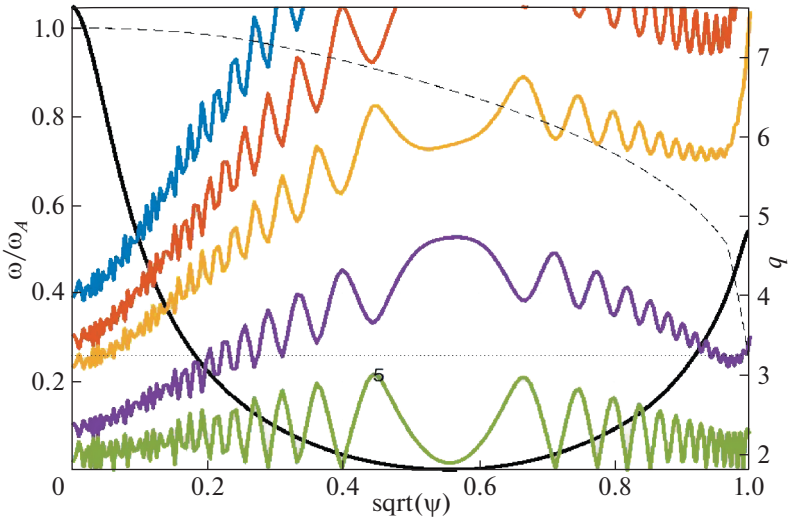

Рис. 16. Структура непрерывного спектра АЕ моды с тороидальным номером $n = 5$ в плазме токамака TRT, 8T, рассчитанная с помощью кода KINX. Зона между фиолетовой и светло-зеленой линиями показывает расположение АЕ в континууме ω/ω_A в зависимости от радиальной координаты – корня из нормированного полоидального потока. Сплошной черной линией показан профиль запаса устойчивости q, штриховой показан профиль нормированной плотности плазмы, пунктиром показана нормированная частота $\omega/\omega_A = 0.25989$.

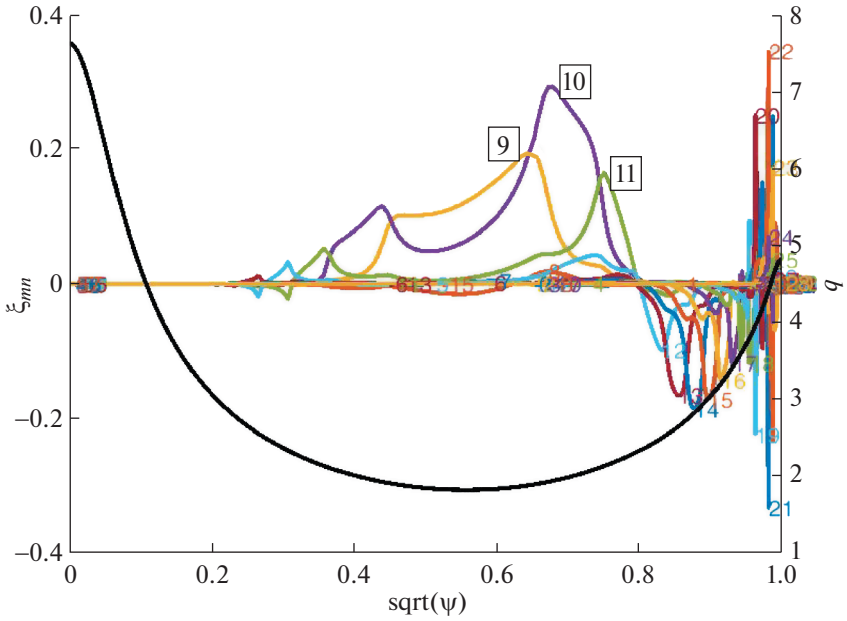

Рис. 17. Профили основных полоидальных компонент $n = 5$ АЕ с собственными частотами $\omega/\omega_A = 0.26$, рассчитанные с помощью кода KINX для плазмы TRT8T и профиль запаса устойчивости (сплошная черная линия). Номера полоидальных компонент m показаны цифрами вблизи соответствующих максимумов.

Заметим, что полученную численно с помощью кода NOVA-K для разряда DIII-D#142111 RSAE моду с тороидальным номером $n = 1$ и частотой 56.26 кГц, возбуждаемую ионами пучка с суммарным большим инкрементом роста $\gamma/\omega = 0.154$, в экспериментах обнаружить не удалось [1]. Данный факт показывает необходимость совершенствования физических моделей и проверки численных кодов, в частности кодов ASTRA, KINX, VENUS, используемых в данном анализе альфвеновских неустойчивостей, в том числе, в будущих экспериментах на Т-15МД и TRT.

Таблица 2. Нормированные инкременты роста мод с различными тороидальными номерами n, возбуждаемые ионами пучка γ_{beam}/ω, альфа-частицами γ_α/ω, инкременты затухания Ландау на тепловых ионах γ_d/ω

n	ω/ω_A	γ_{beam}/ω	γ_α/ω	γ_d/ω
1	0.19839	6.2×10^{-2}	1.6×10^{-3}	-8.0×10^{-4}
2	0.21009	2.9×10^{-3}	1.3×10^{-3}	-8.6×10^{-2}
3	0.26023	1.4×10^{-2}	2.7×10^{-3}	-2.1×10^{-3}
4	0.25955	3.5×10^{-2}	8.1×10^{-3}	-4.6×10^{-2}
5	0.25989	1.5×10^{-1}	1.2×10^{-2}	-2.0×10^{-3}
6	0.22027	4.0×10^{-2}	9.6×10^{-3}	-3.0×10^{-2}
7	0.21907	4.1×10^{-2}	7.3×10^{-3}	-3.0×10^{-2}
8	0.25917	1.2×10^{-1}	2.6×10^{-2}	-5.0×10^{-3}

4. ВЫВОДЫ

В работе проведен предварительный численный анализ альфвеновских неустойчивостей для готовящегося к запуску токамака Т-15МД и нового проекта токамака с реакторными технологиями TRT. Параметры разрядов с комбинированным нагревом и обращенным широм рассчитаны с помощью кода ASTRA.

Для таких разрядов с отрицательным магнитным широм с помощью кода KINX подтверждена возможность возникновения различных тороидальных собственных альфвеновских мод с небольшими тороидальными числами $n = 1–8$, частоты которых расположены в диапазоне $\omega/\omega_A = [0.1, 0.2]$. Инкременты роста моды на линейной стадии и нелинейная эволюция амплитуды моды рассчитана с помощью кода VENUS, который учитывает затухание Ландау на тепловых ионах основной плазмы, динамику быстрых ионов нагревного пучка и альфа-частиц.

Для рассмотренных вариантов мод с тороидальными числами $n = 3$, 4 в плазме токамаков Т-15МД и TRT7T с обращенным широм инкременты роста мод на линейной стадии роста с учетом затухания Ландау на ионах основной плазмы не превышают несколько процентов от частоты моды. Амплитуда моды, расположенной в середине радиуса плазмы, на стадии насыщения в сценарии TRT7T не превышает уровня $\delta B_r/B_0 = 10^{-3}$, что не является опасным для потерь ионов пучка. Потери термоядерных альфа-частиц при таком возмущении магнитного поля оцениваются в 6%, что может привести к повреждению стенки камеры.

Для сценария TRT8T получено высокое значение линейного инкремента роста на ионах пучка для моды с тороидальным номером $n = 5$, равное, $\gamma_{beam}/\omega = 0.15$. Такой большой инкремент роста моды может привести к большим потерям частиц пучка и выходу части альфа-частиц на стенки камеры. Необходимы дополнительные расчеты разнообразных эффектов затухания, которые теоретически могут уменьшить суммарный инкремент роста и уменьшить влияние альфвеновских неустойчивостей. Кроме того, необходимо дальнейшее исследование перехода RSAE в TAE при изменении минимального значения q, что может привести к наибольшим потерям быстрых частиц [14]. Дополнительное увеличение инкремента роста и потерь возможно при учете нескольких мод одновременно, которое планируется выполнить в будущем.

Данные предварительного численного анализа альфвеновских неустойчивостей, проведенного для токамаков Т-15МД и TRT, в целом совпадают с результатами аналогичных численных исследований и экспериментов на токамаках DIII-D, NCSX, ITER, CFETR. В ближайшем будущем предполагается проведение более подробных численных расчетов альфвеновских мод с учетом уточненных сценариев Т-15МД, TRT, а также сравнение с экспериментальными результатами, полученными недавно на токамаке GLOBUS [15].

Авторы благодарны С. Хиршману за возможность использования кодов DESCUR, VMEC, Э. Куперу за возможность использования кода TERPSICHORE, С. Коновалову, А. Красильникову за поддержку работы. Авторы благодарят членов Международной группы по физике быстрых частиц ITPA-EP за сотрудничество и помощь в работе. Работа была выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации Росатом в рамках договора от 5 сентября 2019 г. № 313/1671-Д. Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”, http://ckp.nrcki.ru.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Van Zeeland M.A., Gorelenkov N.N., Heidbrink W.W., Kramer G.J., Spong D.A., Austin M.E., Fisher R.K., Garcia Munoz M., Gorelenkova M., Luhmann N., Murakami M., Nazikian R., Pace D.C., Park J.M., Tobias B.J., White R.B.* // Nuclear Fusion. 2012. V. 52. P. 094023.
2. *Zou Y., Chan V.S., Huang J., Collins C.S., Garofalo A.M., Guo W.F., Ye M.* // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 066005.
3. *Koenies A., Briguglio S., Gorelenkov N., Feher T., Isaev M., Lauber P., Mishchenko A., Spong D., Todo Y., Cooper W., Hatzky R., Kleiber R., Borchardt M., Vlad G., Biancalani A., Bottino A.* // Nuclear Fusion. 2018. V. 58. P. 126027.
4. *Pinches S.D., Chapman I.T., Lauber P.W., Oliver H.D.C., Sharapov S.E., Shinohara K., Tani K.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 021807.

5. *Хвостенко П.П., Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Леонов В.М., Чудновский А.Н.* // Вопр. атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2020. Т. 43. Вып. 3. С. 60.

6. *Leonov V.M.* // Phys. Atomic Nuclei. 2017. V. 80. P. 1320.

7. *Isaev M.Y., Leonov V.M., Medvedev S.Y.* // Fusion Sci. Technol. 2019. V. 75. P. 218.

8. *Gorelenkov N.N., Belova E., Berk H.L., Cheng C.Z., Fredrickson E., Heidbrink W.W., Kaye S., Kramer G.J.* // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 2586.

9. *Breizman B.N., Berk H.L., Pekker M.S., Pinches S.D., Sharapov S.E.* // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 3649.

10. *Медведев С.Ю., Мартынов А.А., Гусев В.К., Петров Ю.В., Патров М.И., Тельнова А.Ю., Иванов А.А., Пошехонов Ю.Ю.* // Вопр. атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. Вып. 2. С. 95.

11. *Isaev M.Y., Aleynikov P.B., Konovalov S.V., Medvedev S.Y.* // 25th IAEA Fusion Energy Confer. 13–18 October 2014, Saint Petersburg, Russia, TH/P3-39.

12. *Huang J., Gong X., Garofalo A.M., Qian J., Chen J., Wu M., Li M., Yuan Q., Wang L., Pan C., Lin X., Yang Q., Ekedahl A., Maingi R., Holcomb C.T., Li E., Zeng L., Zhang B., Chang J.F., Zhang X.J., Goniche M., Peysson Y., Zhu X., Sun Y., Xu G., Zang Q., Zhang L., Liu H., Lyu B., Ding R., Ren Q., Ding B., Guo W., Ding S., Xiang N., Liang Y., Liu F., Zhao Y., Xiao B., Hu J., Hu C., Hu L., Gao X., Fu P., Song Y., Zhang X.D., Chan V., Li J., Wan B., The EAST team* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 014019.

13. *Zonca F., Chen L.* // Phys. Fluids B: Plasma Phys. 1993. V. 5. P. 3668.

14. *Takechi M., Fukuyama A., Ishikawa M., Cheng C.Z., Shinohara K., Ozeki T., Kusama Y., Takeji S., Fujita T., Oikawa T., Suzuki T., Oyama N., Morioka A., Gorelenkov N.N., Kramer G.J., Nazikian R.* // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 082509.

15. *Петров Ю.В., Бахарев Н.Н., Буланин В.В., Гусев В.К., Курскиев Г.С., Мартынов А.А., Медведев С.Ю., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров А.В., Сахаров Н.В., Щеголев П.Б., Тельнова А.Ю., Толстяков С.Ю., Яшин А.Ю.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 675.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 11, с. 1031–1037

ТОКАМАКИ

УДК 533.9

ВОЗМОЖНАЯ СХЕМА ИНЖЕКТОРА АТОМАРНОГО ПУЧКА ДЛЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ И ГЕНЕРАЦИИ ТОКА В ТОКАМАКЕ TRT

© 2021 г. Ю. И. Бельченко[a], А. В. Бурдаков[a], В. И. Давыденко[a], А. И. Горбовский[a], И. С. Емелев[a], А. А. Иванов[a], А. Л. Санин[a], О. З. Сотников[a], *

[a] *Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*

**e-mail: O.Z.Sotnikov@inp.nsk.su*

Поступила в редакцию 03.03.2021 г.
После доработки 20.05.2021 г.
Принята к публикации 02.06.2021 г.

Представлена возможная схема инжекции мощных атомарных пучков в разрабатываемом проекте токамака с реакторными технологиями (TRT). В каждый из двух инжекционных портов TRT предлагается установить двухпучковый инжекционный комплекс, состоящий из двух расположенных вертикально друг над другом инжекторов атомарных пучков большой энергии (500 кэВ). Прототип такого инжектора разрабатывается в Институте ядерной физики СО РАН им. Г.И. Будкера (ИЯФ). В каждом из высоковольтных инжекторов ИЯФ предлагается применить раздельное формирование пучка отрицательных ионов водорода, его ускорение с помощью одноапертурной ускорительной трубки и нейтрализацию в эффективном плазменном нейтрализаторе. Мощность каждого двухпучкового комплекса будет на начальном этапе составлять 7 МВт для атомов водорода и ~5.7 МВт для атомов дейтерия. В дальнейшем предполагается довести полную мощность инжекции до 20 МВт за счет повышения энергии и тока пучков в инжекционных комплексах. Обсуждена возможная схема инжекторов пучков быстрых атомов дейтерия с энергией до 200 кэВ на основе положительных ионов для установки TRT.

Ключевые слова: инжектор быстрых нейтралов, источник отрицательных ионов, нейтрализатор ионов

DOI: 10.31857/S0367292121110135

1. ВВЕДЕНИЕ

В Институте ядерной физики СО РАН им. Г.И. Будкера (ИЯФ) ведутся работы по созданию мощного инжектора пучка атомов водорода высокой энергии, основанного на ускорении и последующей нейтрализации отрицательных ионов. Инжектор состоит из многоапертурного высокочастотного источника с генерацией отрицательных ионов на покрытой цезием поверхности плазменного электрода, линии транспортировки пучка от источника к ускорителю ионов с отделением нежелательных сопутствующих частиц, высоковольтного ускорителя с увеличенной апертурой электродов, линии транспортировки ускоренного пучка и мишени для нейтрализации пучка отрицательных ионов.

В разрабатываемом прототипе инжектора ИЯФ, в отличие от традиционного похода, применено раздельное формирование пучка отрицательных ионов водорода и его ускорение до требуемой энергии с помощью одноапертурного многоэлектродного ускорителя [1]. Для эффективной нейтрализации ускоренного пучка предполагается использовать создаваемую в ИЯФ плазменную мишень [2]. Для дальнейшего увеличения эффективности нейтрализации пучка перспективно использовать фотонную мишень, оригинальная схема которой предложена и активно исследуется в ИЯФ [3]. Данная работа рассматривает возможность применения такой схемы в инжекторе атомарного пучка большой энергии для нагрева плазмы и генерации тока в токамаке TRT [4].

2. КОНСТРУКЦИЯ ПРОТОТИПА ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ИНЖЕКТОРА ИЯФ

Принципиальная схема ускорительного стенда, используемого в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера для развития этого подхода, приведена на рис. 1. На стенде установлен прототип источника отрицательных ионов водорода, рассчитанный на получение пучка с током до 1.5 А [5]. Из ионного источника первичный пучок с энергией до 120 кэВ направляется в высоковаку-

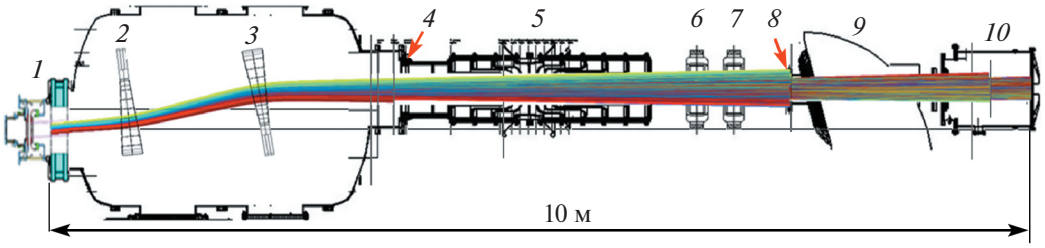

Рис. 1. Принципиальная схема ускорительного стенда: *1* – источник ионов H^-; *2*, *3* – поворотные магниты; *4* – выходной патрубок LEBT; *5* – высоковольтная ускорительная трубка; *6*, *7* – квадрупольные магниты; *8* – выходной патрубок линии транспортировки ускоренного пучка; *9* – сепаратор; *10* – калориметр.

умную секцию LEBT (Low Energy Beam Transport) с отклоняющими магнитами (*2*, *3* на рис. 1), в которой пучок отделяется от сопутствующего газа, потока вторичных атомов, паров цезия и фокусируется на вход высоковольтного одноапертурного ускорителя (*5* на рис. 1).

Источник ионов и LEBT-секция с поворотными магнитами находятся на высоковольтной платформе, потенциал которой может изменяться до 880 кВ относительно земли. Ускоренный приложенным потенциалом высокоэнергетичной энергии пучок отрицательных ионов дополнительно фокусируется с помощью пары квадруполей (*6*, *7* на рис. 1) и поступает на вход калориметра *10*. После квадрупольных линз установлен сепаратор *9*, предназначенный для вывода электронов из ионного пучка. В дальнейшем в зоне между квадруполями ускорительного стенда и магнитным сепаратором предполагается разместить плазменный нейтрализатор, а магнитный сепаратор использовать для очистки пучка нейтралов от ионов [1].

В настоящее время на ускорительном стенде ведутся исследования формирования транспортировки и ускорения ионного пучка. Из прототипа ионного источника получен пучок ионов H^- с током до 1.3 А и энергией до 95 кэВ [5]. Проведена транспортировка полученного пучка через высоковакуумную секцию с отклоняющими магнитами [6]. Испытано доускорение пучка H^- с напряжением на ускорительной трубке 160 кэВ.

Основной задачей первых экспериментов по доускорению пучка были физический пуск и проверка работоспособности систем и элементов ускорительного стенда. В первых экспериментах, были ускорены до энергии более 240 кэВ и проведены на расстояние 10 м к калориметру около 35% ионного пучка с начальной энергией 85 кэВ [7]. Достигнутая величина прохождения пучка через ускорительную трубку и высокоэнергетичный канал транспортировки полностью соответствовала расчетным значениям, полученным с использованием пакета Comsol [8]. Относительно низкая величина прохождения пучка была обусловлена пониженной, по сравнению с проектной, начальной энергией пучка из источника (85 вместо 120 кэВ), которая существенно влияет на его угловую расходимость и степень обдирки при транспортировке в канале, а также обрезанием начального пучка на входе в ускорительную трубку из-за использования входного окна ускорительной трубки уменьшенного диаметра (∅20 см вместо ∅26 см). Как показывает моделирование, при использовании проектных параметров (120 кэВ и ∅26 см) должно быть ускорено и проведено к калориметру 100% пучка, подаваемого на вход ускорителя. В 2021 г. предполагается испытать доускорение пучка H^- с напряжением на ускорительной трубке порядка 300 кэВ. Получение пучка быстрых атомов дейтерия на ускорительном стенде инжектора пока не планируется.

Параллельно ведутся работы по сооружению более мощного 9 А, 120-кэВного источника отрицательных ионов водорода, компоновка которого показана на рис. 2. Источник включает в себя четыре ВЧ-драйвера с проектной мощностью 40 кВт каждый (*1* на рис. 2), расширительную камеру с периферийным магнитным полем (*2* на рис. 2) и ионно-оптическую систему (ИОС) (*3* на рис. 2), обеспечивающую вытягивание и ускорение ионного пучка. Генерация отрицательных ионов осуществляется на первом, плазменном, электроде ИОС за счет интенсивной конверсии потока быстрых атомов и ионов из плазмы на его поверхности, покрытой слоем цезия оптимальной толщины.

С помощью периферийных постоянных магнитов вблизи плазменного электрода, параллельно его поверхности, создается дипольное магнитное поле (“магнитный фильтр”). Применение магнитного фильтра ограничивает перенос быстрых электронов из зоны разряда, эффективно снижая их температуру и плотность вблизи плазменного электрода. Для дополнительного снижения потока электронов, вытягиваемых из источника вместе с отрицательными ионами, на

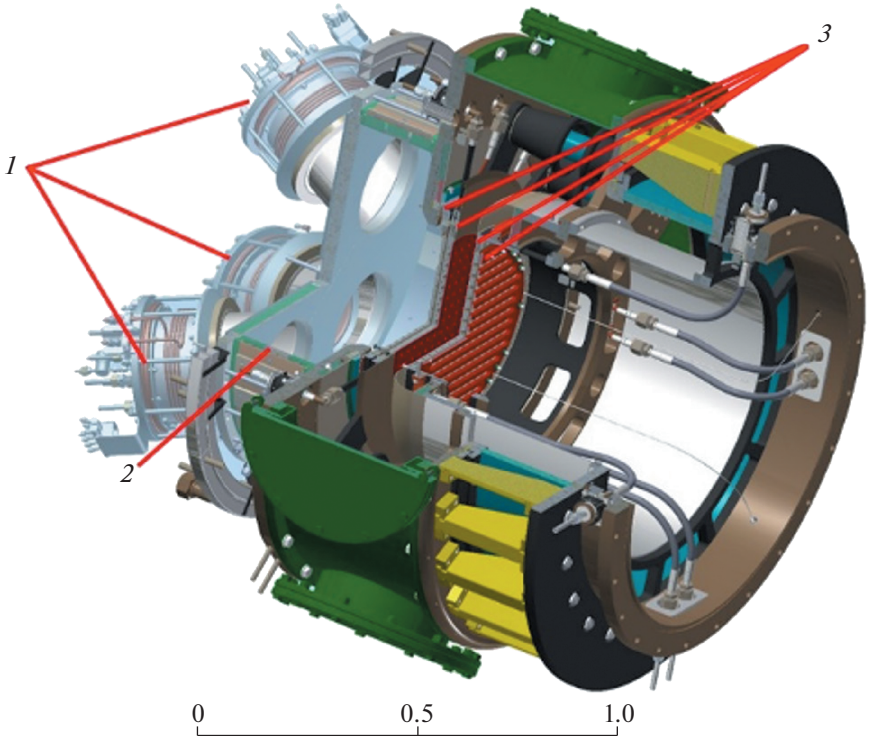

Рис. 2. Многоамперный источник ионов H^-: *1* – четыре ВЧ-драйвера; *2* – расширительная камера; *3* – электроды ИОС.

плазменный электрод подается положительный относительно стенок расширительной камеры потенциал величиной до 40 В, который уменьшает концентрацию электронов в приэлектродной плазме, при этом квазинейтральность поддерживается за счет повышенной концентрации отрицательных ионов (ОИ) вблизи плазменного электрода. Для нанесения цезия на плазменный электрод предполагается использовать цезиевые системы, состоящие из внешних цезиевых печек и нагреваемой распределительной галереи, подающей пары цезия непосредственно на эмиссионную поверхность плазменного электрода. Ионный источник должен обеспечить среднюю эмиссионную плотность вытягиваемого пучка более 30 мА/см^2 в области диаметром 35 см, что позволит обеспечить формирование пучка отрицательных ионов водорода с током 9 А.

Генерация пучков отрицательных ионов дейтерия из подобных многоапертурных источников [9, 10] осложнена усилением распыления цезия из покрытия на поверхности плазменного электрода при переводе источника на разряд в дейтерии.

Поддержание устойчивого цезиевого покрытия на плазменном электроде в этом случае может быть достигнуто бомбардировкой электрода низкоэнергетичными ионами цезия [11]. Для генерации пучков отрицательных ионов дейтерия в описываемом источнике ИЯФ предлагается усилить интенсивность облучения плазменного эмиттера ионами цезия за счет его дополнительной подачи в объем ВЧ-драйверов источника (рис. 2). В этом случае распыляемый со стенок ВЧ-драйвера цезий быстро ионизуется разрядом, а его перенос к плазменному электроду обеспечивается перепадом потенциала, создаваемым в плазме между зоной драйвера и плазменным электродом [12]. Для достижения устойчивой работы ионного источника при формировании дейтериевого пучка потребуется соответствующая модификация водородного прототипа и дополнительные эксперименты по оптимизации его параметров.

В рамках работ по инжектору нейтралов был разработан и на отдельном стенде исследован плазменный нейтрализатор с периферийным мультипольным магнитным полем и инверсными пробками на торцах [2]. В экспериментах получена необходимая для обдирки отрицательных ионов толщина плазменной мишени.

3. ВОЗМОЖНАЯ СХЕМА ИНЖЕКТОРА НА ОСНОВЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ДЛЯ TRT

На основе проведенных в ИЯФ работ предлагается следующая схема инжекции нейтральных пучков с энергией 500 кэВ в TRT, показанная на

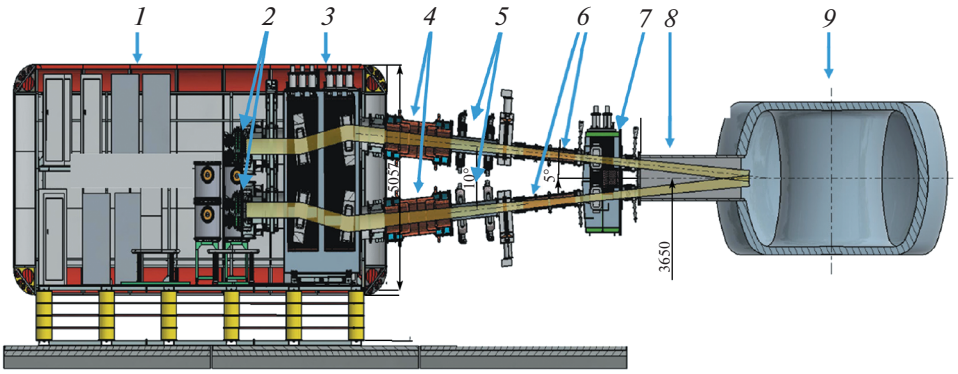

Рис. 3. Схема инжекции нейтральных пучков в TRT (вид сбоку): *1* – высоковольтная платформа; *2* – источники H^-; *3* – бак LEBT; *4* – ускорительные трубки; *5* – квадрупольные магниты; *6* – нейтрализаторы; *7* – сепаратор; *8* – патрубок TRT; *9* – TRT.

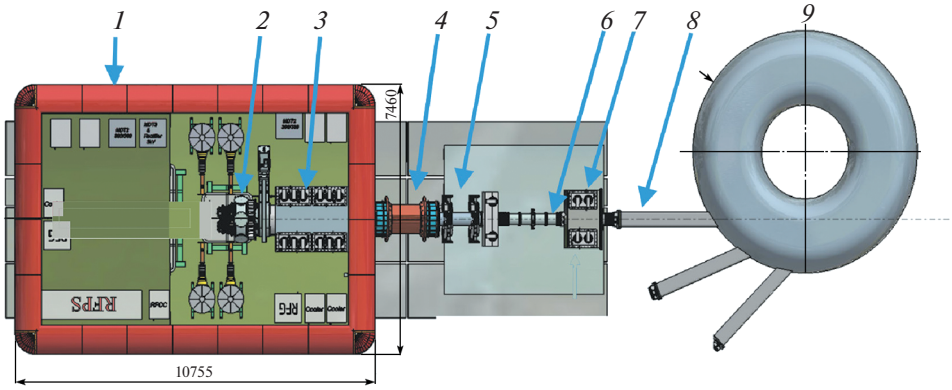

Рис. 4. Схема инжекции нейтральных пучков в TRT (вид сверху): *1* – высоковольтная платформа; *2* – источники H^-; *3* – бак LEBT; *4* – ускорительные трубки; *5* – квадрупольные магниты; *6* – нейтрализаторы; *7* – сепаратор; *8* – патрубок TRT; *9* – TRT.

рис. 3–5. В каждый инжекционный порт, как показано на рисунках, предлагается инжекция двух пучков быстрых атомов приблизительно круглого сечения. Источники отрицательных ионов (*2* на рис. 3 и 4) пристыкованы к вакуумному объему LEBT (*3* на рис. 3 и 4) для очистки, поворота и транспортировки пучков.

Ускорительные трубки и нейтрализаторы пучковых линий расположены друг над другом (рис. 3), и работают независимо. Каждая из пучковых линий (ускоритель, квадруполи и плазменная мишень) наклонены под углом 5° к горизонтали. На выходе из инжектора каждый из атомарных пучков направлен вдоль оси ускорителя и фокусируется на входе в плазму токамака. Диаметр каждого из инжектируемых пучков нейтралов на входе в патрубок TRT около 30 см, по вертикали расстояние между центрами пучков – 60 см. Планируемый ток пучка на выходе из каждого ионного источника до 9 А для атомов водорода и до 7.5 А для дейтерия. При 90% эффективности транспортировки пучка через вакуумный объем LEBT и 85% эффективности нейтрализации мощность инжекции двух пучков нейтралов в каждый порт составит ~7 МВт (водород) и ~5.7 МВт (дейтерий).

Более детально возможная схема двухпучкового тракта одного из инжекторов нейтралов показана на рис. 5. Ионные источники разнесены по высоте на 140 см, и присоединены к танку очистки и транспортировки пучка шиберами ДУ 800 мм. Танк LEBT откачивается четырьмя крионасосами с суммарной скоростью откачки по водороду 2000 $м^3/с$. Каждый из пучков отрицательных ионов поворачивается с помощью широкоапертурных дипольных магнитов и фокусируется на вход соответствующей одноапертурной уско-

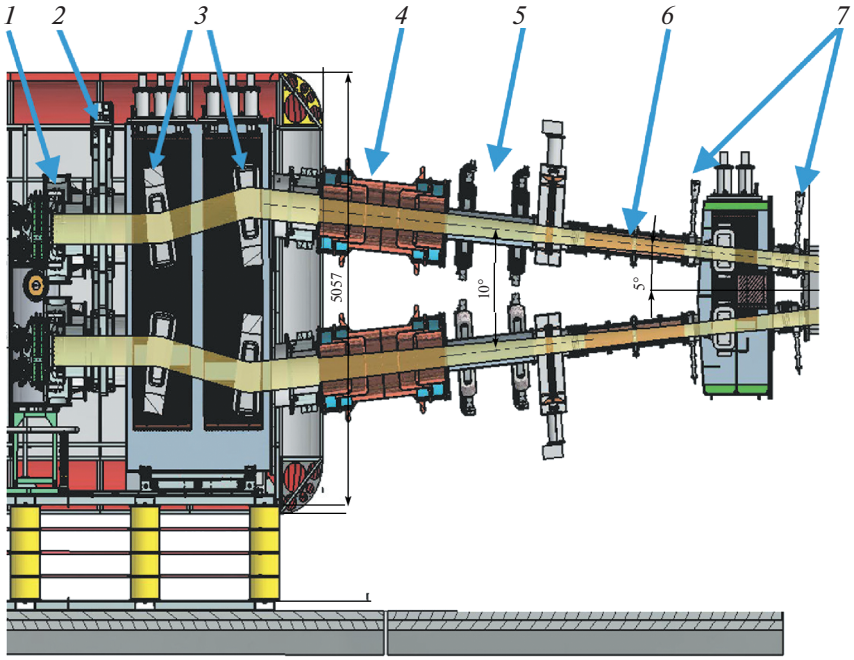

Рис. 5. Схема двухпучкового тракта одного из инжекторов нейтралов в TRT (вид сбоку): *1* – источники ионов H^-; *2* – шиберы ДУ800; *3* – магниты LEBT; *4* – ускорительные трубки; *5* – квадрупольные магниты; *6* – плазменные нейтрализаторы; *7* – шиберы ДУ350.

рительной трубки. Диаметр каждого из пучков на входе ускорителя 45 см. Для фокусировки пучка на вход плазменной мишени предлагается использовать две квадрупольных линзы.

При использовании газовой обдирочной мишени с эффективностью обдирки 55–60% суммарная мощность двухпучковой инжекции в каждый порт может достигать ~5 МВт (водород) и ~4 МВт (дейтерий). По-видимому, при этом может быть обеспечен запуск и начальная фаза экспериментов на установке TRT. В дальнейшем, увеличение мощности инжекции модуля может быть достигнуто, например, за счет повышения энергии пучка до 700 кэВ. Это потребует некоторого увеличения габаритов ускорительной трубки и тракта пучка высокой энергии. По результатам испытаний полномасштабного ионного источника можно запланировать его модификацию с увеличением тока ионного пучка до 13–14 А, что в свою очередь может повлечь за собой определенное увеличение габаритов пучкового тракта.

4. ИНЖЕКТОР НА ОСНОВЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ДЛЯ TRT

Недостаток мощности в рассматриваемой схеме инжектора можно также отчасти компенсировать использованием для нагрева плазмы дополнительных инжекторов на основе положительных ионов. Расстояние от края плазмы до прицельного радиуса инжекции при выбранном угле инжекции 63° составляет 195 см. При нормальном угле инжекции это расстояние уменьшается до 84 см. Вследствие сокращения расстояния до оси плазмы при нормальной инжекции энергия пучков быстрых атомов дейтерия может быть снижена до 150–200 кэВ. При плотности плазмы 10^{14} см$^{-3}$ и температуре 10 кэВ эффективные сечения ионизации инжектированных атомов дейтерия с энергией 150 и 200 кэв составляют 2.5×10^{-16} и 1.9×10^{-16} см^2 соответственно [12]. Следовательно, при средней по хорде плотности плазмы 10^{14} см$^{-3}$ можно ожидать, что оси достигнут ~20% частиц пучка.

Пучки быстрых атомов дейтерия с энергией 150–200 кэВ могут быть получены не только в инжекторах на пучках отрицательных ионов, но и в перезарядных инжекторах с использованием начального пучка положительных ионов. Перезарядные инжекторы быстрых атомов дейтерия с энергией до 80–100 кэВ широко применяются для инжекции в большие токамаки. Повышение энергии инжекции до 150–200 кэВ потребует увеличения напуска газа в нейтрализатор, поскольку сечение перезарядки снижается. Кроме того, равновесный выход атомов в нейтрализаторе при такой энергии уменьшается до 20–30%. Для получения эквивалентного тока пучка быстрых атомов 20–30А потребуется ионный источник с током ионов дейтерия ~100 А. Плазменный эмит-

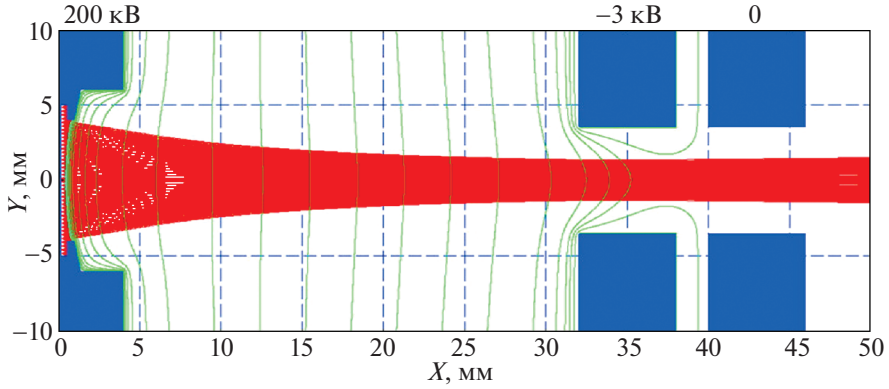

Рис. 6. Эквипотенциали и траектории ионов дейтерия в отдельной ячейке ионно-оптической системы ионного источника (расчет PBGuns).

тер такого ионного источника может создаваться ВЧ-драйверами, для формирования ионного пучка может быть использована трехэлектродная многощелевая ионно-оптическая система.

На рис. 6 показан полученный в результате численной оптимизации с использованием кода PBGUNS [14] вариант отдельной ячейки ионно-оптической системы источника. При энергии пучка ионов дейтерия 200 кэВ эмиссионная плотность тока в ячейке составляет 220 мА/см^2, угловая расходимость сформированного пучка в направлении поперек щелей имеет величину ~7 мрад. Ток пучка неперезарядившихся в нейтрализаторе инжектора ионов составит 70–80 А. Эти ионы отклоняются поворотным магнитом и принимаются интенсивно охлаждаемыми приемниками. Таким образом, повышение энергии инжекции в перезарядных инжекторах потребует использования ионного источника с током до 100 А, повышения скорости откачки и разработки приемников мощных пучков отклоненных ионов, но является вполне достижимым.

Через нормальный инжекционный порт токамака TRT могут быть введены два пучка быстрых атомов дейтерия с энергией 150–200 кэВ с суммарной мощностью до 10 МВт. Хотя нормальная инжекция таких пучков дейтерия не поддерживает ток в токамаке, но обеспечивает ввод мощности и ионов дейтерия в центральную область плазмы токамака.

Следует отметить, что в настоящее время перезарядные инжекторы пучков атомов дейтерия с повышенной энергией также рассматриваются и для наклонной инжекции в компактные токамаки с термоядерными параметрами плазмы. В работе [15] выполнен анализ схемы и параметров инжектора пучка быстрых атомов дейтерия с энергией 140 кэВ и мощностью 3.5 МВт для термоядерного источника нейтронов на основе сферического токамака FNS-ST.

5. О ВОЗМОЖНОСТИ РАБОТЫ С ТРИТИЕМ

Была рассмотрена возможность работы инжекторов установки TRT на тритии и, возможно, на смеси дейтерий-тритий. Основные изменения в конструкции инжектора для работы с тритием должны быть связаны с выполнением требований, по обеспечению радиационной безопасности. Эти требования при работе с тритием регламентируются соответствующими документами [16–18], и должны касаться, прежде всего, систем напуска газа в ионный источник и дегазации всех элементов инжектора. Особенное внимание при этом должно быть уделено разработке систем безопасности и регламентов для работы с крионасосами, на которых конденсируется большое количество трития в рабочем цикле инжектора, а также приемниками остаточных ионов. В системе газонапуска должно быть предусмотрено хранение необходимого количества трития, например, в виде растворенного газа в металле, системы регулировки давления и длительности импульса газа, а также три барьера защиты от попадания трития в атмосферу. В процессе дальнейшей работы над проектом инжекционной системы TRT необходимо будет использовать существующий положительный опыт создания тритиевых систем для экспериментальных установок УТС [19, 20].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ivanov A.A., Abdrashitov G., Anashin V., Belchenko Yu., Burdakov A., Davydenko V., Deichuli P., Dimov G., Dranichnikov A., Kapitonov V., Kolmogorov V., Kondakov A., Sanin A., Shikhovtsev I., Stupishin N., Sorokin A., Popov S., Tiunov M., Belov V., Gorbovsky A., Kobets V., Binderbaue M., Putvinski S., Smirnov A., Sevier L.* // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 02B102.

2. *Емелев И.С., Иванов А.А.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 1.

3. *Popov S., Atluhanov M.G., Burdakov A.V., Ivanov A.A., Kolmogorov A.V., Ushkova M.Yu.* // AIP Conf. Proc. 2017. V. 1869. P. 050005.
4. *Krasilnikov A.V., Konovalov S.V., Bondarchuk E.N., Mazul I.V., Rodin I.Yu. Mineev A.B., Kuzmin E.G., Kavin A.A., Karpov D.A., Leonov V.M., Khayrutdinov R.R., Kukushkin A.S., Portnov D.V.* // Plasma Phys. Reps. This issue.
5. *Belchenko Yu., Deichuli P., Ivanov A.A., Sanin A., Sotnikov O.* // AIP Conf. Proc. 2018. V. 2011. P. 080002.
6. *Belchenko Yu., Ivanov A.A., Sanin A., Sotnikov O.* // AIP Confer. Proc. 2017. V. 1869(1). P. 030005.
7. *Sotnikov O., Sanin A., Belchenko Yu., Ivanov A.A., Abdrashitov G., Belavsky A., Gorbovsky A., Donin A., Deichuli P., Dranichnikov A., Kondakov A., Shikhovtsev I.* // AIP Conf. Proc. 2021 (to be published).
8. COMSOL Multiphysics® v. 5.4. www.comsol.com. COMSOL AB, Stockholm, Sweden.
9. *Wünderlich D., Riedl R., Mario I., Mimo A., Fantz U., Heinemann B., Kraus W.* // Rev. Sci. Instruments. 2019. V. 90. P. 113304.
10. *Ikeda K., Tsumori K., Nagaoka K., Nakano H., Kisaki M., Fujiwara Y., Kamio S., Haba Y., Masaki S., Osakabe M.* // Rev. Sci. Instruments. 2019. V. 90. P. 113322.
11. *Tampa G.S., Carr W.E., Seidl M.* // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. P. 1048.
12. *McNeely P., Dudin S.V., Christ-Koch S., Fantz U., and the NNBI Team* // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 014011.
13. *Janev R.K., Boley C.D., Post D.E.* // Nuclear Fusion. 1989. V. 29. P. 2125.
14. *Boers J.E.* // J. Vacuum Sci. Technology. 1973. V. 10. P. 1120.
15. *Panasenkov A.A., Ananyev S.S., Dlougach E.D., Kuteev B.V.* // 4th Internat. Conf. Fusion-Fission sub-critical systems for waste management and safety. November 25–27, 2020. Moscow, Russia. Book of Abstracts. 2020. P. 25.
16. Нормы радиационной безопасности НРБ-99/2009 // Санитарные правила и нормы СанПиН 2.6.12523-09
17. Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010) // Санитарные правила и нормативы СП 2.6.1.2612-10
18. Радиационная безопасность при работе с тритием и его соединениями (СП РБ-РТС-04) // Санитарные правила СП 2.6.1.05-04.
19. *Юхимчук А.А., Виноградов Ю.И., Голубков А.Н., Гришечкин С.К., Дёмин А.М., Дёмин Д.Л., Перевозчиков В.В., Родин А.М., Тер-Акопьян Г.М., Харитонов В.М.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. Вып. 3. С. 26.
20. *Jones T.T.C., Bickley A.J., Challis C.D., Ciric D., Cox S.J., de Esch H.P.L., Falter H.-D., Godden D.J., Martin D., Stork D., Svensson S.L., Watson M.J., Young D.* // Fusion Engineering Design. 1999. V. 47. P. 205.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 11, с. 1038–1049

ТОКАМАКИ

УДК 533.9

СИСТЕМА ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА TRT

© 2021 г. В. И. Белоусов[a], *, Г. Г. Денисов[a], **, М. Ю. Шмелев[a], ***

[a] *Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

**e-mail: vbelousov@ipfran.ru*

***e-mail: den@ipfran.ru*

****e-mail: shm@ipfran.ru*

Поступила в редакцию 05.04.2021 г.
После доработки 01.06.2021 г.
Принята к публикации 02.06.2021 г.

Представлены основные параметры возможной системы электронно-циклотронного резонансного нагрева (ЭЦРН) плазмы для токамака TRT. По предварительным оценкам для ввода в плазму излучения с расчетной мощностью 10 МВт при длительности 100 с потребуется до 12 мегаваттных гиротронных комплексов, работающих на частоте 230 ГГц. Выполнены предварительные расчеты основных компонентов системы.

Ключевые слова: токамак, электронно-циклотронный резонансный нагрев плазмы, гиротрон, линия передачи, квазиоптический волновой пучок

DOI: 10.31857/S0367292121110147

1. ВВЕДЕНИЕ

Электронно-циклотронный резонансный нагрев (ЭЦРН) плазмы – один из основных методов дополнительного нагрева в плазменных установках УТС [1–6]. Преимуществами метода перед остальными являются:

– высокая удельная мощность, вводимая через патрубки токамака (до 100 МВт/м^2);

– возможность создания барьера (вакуумного окна) между объемом токамака и внешним пространством;

– микроволны поглощаются локально, при выполнении резонансного условия

$$\omega_{RF} = \frac{eB}{\gamma m_0} + k_{||} v_{||},$$

где ω_{RF} – частота излучения, e, m_0 – заряд и масса электрона, B – магнитное поле, γ – релятивистский масс-фактор, $k_{||}$ и $v_{||}$ – проекции волнового вектора и скорости электронов на вектор магнитного поля.

Поглощение может быть реализовано в областях с размерами существенно меньше размеров плазмы (вплоть до нескольких сантиметров). Это свойство дает возможность использовать ЭЦРН-системы для решения таких важнейших задач, как управление профилем тока в плазме и подавление плазменных неустойчивостей. Последняя задача в ряде случаев требует быстрой (до 10 кГц) модуляции мощности излучения гиротронов.

В настоящее время гиротроны способны непрерывно (длительность генерации более 1000–3000 с) генерировать когерентное излучение мощностью до одного мегаватта в диапазоне частот 70–170 ГГц с эффективностью более 50% [6–9]. Большинство крупномасштабных термоядерных установок в мире оснащено многомегаваттными комплексами гиротронов (см., например, [6]). Можно отметить такие установки как ASDEX Upgrade, East, KSTAR, W7-X, DIII-D и многие другие. В строящейся установке ИТЭР планируется гиротронный комплекс мощностью 24 МВт с частотой 170 ГГц, поставку которого должны обеспечить Япония (8 гиротронных систем), Россия (8), ЕС (6), Индия (2). Гиротроны, разработанные в России и Японии, полностью соответствуют спецификации ИТЭР. В рамках российского сотрудничества ИПФ РАН и GYCOM уже изготовлены 4 штатные гиротронные системы, которые приняты международной организацией. По степени готовности комплекс ECRH опережает созданные в ИТЭР комплексы ионно-циклотронного нагрева и нейтральной инжекции. Начаты работы по строительству токамака DTT (моделирование дивертеров для ИТЭР), в котором будут использованы 16 гиротронов с частотой 170 ГГц.

ЭЦРН также в настоящее время рассматривается как основное средство нагрева плазмы и генерации тока в перспективных установках с большим магнитным полем (в частности TRT), что

потребует значительного прогресса в развитии физических принципов гиротрона и технологии их производства для обеспечения необходимого увеличения частоты (до 230–240 ГГц) и желаемого повышения мощности, эффективности и надежности.

В настоящей статье представлены основные черты возможной системы ЭЦРН для рассматриваемого токамака TRT [10].

2. СОСТАВ СИСТЕМЫ ЭЦРН

TRT при магнитном поле 8 Тл требует работы системы ЭЦРН на частоте 230 ГГц. В проекте рассматривается мощность ЭЦРН-системы 10 МВт при длительности до 100 с. Для ввода мощности в плазму планируется использовать один экваториальный порт.

Предлагаемая система состоит из

– 10–12 гиротронов, находящихся на расстоянии порядка 50 м от токамака, с магнитами до 10 Тл;

– высоковольтных (55 кВ/50 А + 35 кВ/0.1 А, для каждого гиротрона) и прочих источников питания;

– системы охлаждения гиротронов, нагрузок, линий передачи и др. до 30 л воды в секунду для каждого гиротронного комплекса;

– линий передачи с барьерными окнами, вакуумными затворами и зеркальной системой ввода излучения в плазму;

– системы управления и защиты, совместимой с центральной системой управления токамаком.

Основным элементом системы СВЧ-нагрева является генерирующий модуль ключевым элементом которого является гиротрон – электровакуумный СВЧ-генератор, представляющий собой разновидность мазера на циклотронном резонансе. Источником СВЧ-излучения является электронный пучок, вращающийся в сильном магнитном поле. Излучение генерируется на частоте равной циклотронной в резонаторе с критической частотой близкой к генерируемой.

Для нагрева плазмы на установке TRT целесообразным является применение гиротрона со следующими параметрами:

– частота генерации фиксированная, 230 ГГц,

– выходная мощность 1 МВт,

– длительность импульса 100 с,

– окно из CVD поликристаллического алмазного диска для основного вывода СВЧ-излучения,

– прибор работает в режиме с рекуперацией энергии электронного пучка,

– электрический КПД 40–50%.

Также генерирующий модуль снабжен:

– блоком согласующих зеркал (MOU), фильтрующим и подготавливающим гиротронное излучение для распространения по волноводу;

– балластной нагрузкой, поглощающей рассеянное СВЧ-излучение, выходящее из балластного вывода излучения;

– защитным рентгеновским экраном (колпаком), экранирующим тормозное рентгеновское излучение, возникающее при осаждении электронного пуска на коллекторе гиротрона.

Магнитное поле, с необходимым для работы гиротрона распределением, формируется основным “сухим” криогенным магнитом со встроенным криокулером с рабочим магнитным полем 10 Тл. Для корректировки магнитного поля в области эмиттера электронов служит катодная катушка с источником постоянного тока. Для уменьшения тепловой нагрузки на коллектор служит сканирующая коллекторная катушка, имеющая секции питаемые постоянным и пилообразным токами от соответствующих источников.

Ускоряющий потенциал обеспечивается двумя источниками высокого напряжения: катодного 55 кВ (50 А) и анодного 30 кВ (0.1 А). Анодный источник питания обеспечивает рекуперацию энергии электронного пучка.

Для охлаждения термонагруженных элементов гиротрона и волноводно-зеркальной линии передачи СВЧ-излучения используется дистиллированная (деионизированная) вода с удельной электрической проводимостью не более 5 мкСм/см. Необходимый расход воды: гиротрон – 25 л/с, поглощающая нагрузка и элементы линии передачи – 12 л/с.

Структурная схема систем, обеспечивающих работу гиротрона представлена на рис. 1. На рис. 2 показан гиротрон для токамака ITER с системой охлаждения и нагрузкой.

3. ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ ГИРОТРОНА С МОЩНОСТЬЮ 1 МВТ НА ЧАСТОТЕ 230 ГГЦ

Конструкция такого гиротрона была разработана с учетом размеров и распределения магнитного поля криомагнита JMTD 10T-150 (рис. 3). Магнит обеспечивает магнитное поле до 10 Тл в теплом проходном отверстии 150 мм. Магнит рассчитан совместно ИПФ РАН и фирмой JASTEC Inc., изготовлен и испытан в JASTEC Inc. и поставлен в ИПФ РАН.

Естественно, что размеры пространства взаимодействия и параметры электронного пучка в рассматриваемом гиротроне при мегаваттном уровне мощности должны быть близки к своим аналогам в уже хорошо освоенных гиротронах с частотами 170, 140 и 105 ГГц, у которых радиус ре-

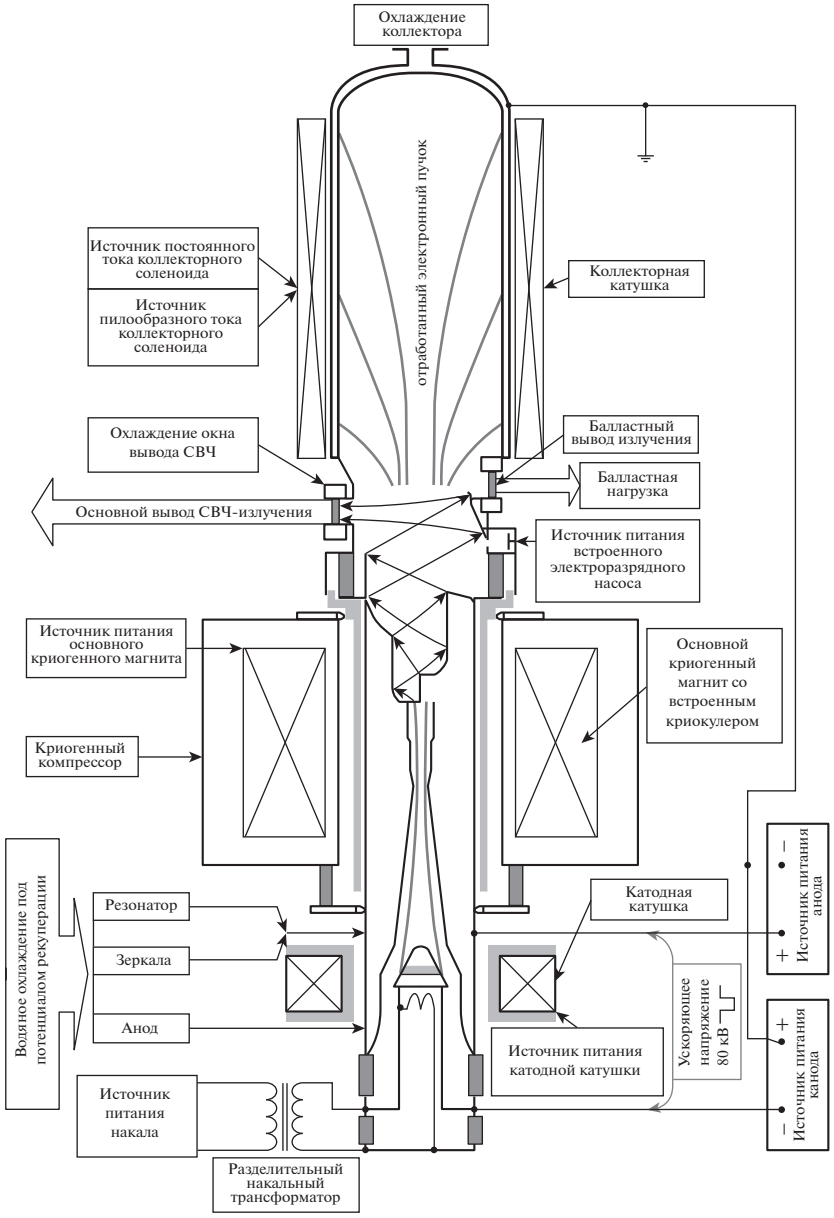

Рис. 1. Структурная схема систем, обеспечивающих работу гиротрона.

зонатора составляет $R_p = 17–18$ мм, а радиус электронного пучка $R_0 = 7.1–7.5$ мм.

У этого магнита по сравнению с традиционно использовавшимся магнитом JMTD7T-160G из-за увеличения магнитного поля от 7 до 10 Тл и соответственно размеров сверхпроводящих катушек возросли также наружные размеры и ширина распределения магнитного поля. Как следствие, увеличились и расстояния от центра магнитного поля до катода и коллектора гиротрона. При этом оказалось возможным сохранить традиционную конфигурацию коллектора упомянутых выше гиротронов, но электронную пушку необходимо было разрабатывать заново. Разумным оказалось перейти к триодной конфигурации электронной пушки, для чего в область между катодом и резонатором гиротрона ввели дополнительный изолятор. Проведенные расчеты электронной оптики от катода до коллектора и взаимодействия электронного пучка с полем резонатора позволяют рассчитывать на реализацию в гиротроне предлагаемой конструкции заложенной в расчет выходной мощности 1 МВт с КПД выше 50%.

Исходя из имеющегося опыта работы с электронными пучками мегаваттных гиротронов непрерывного режима, напряжение пучка в расчетах полагалось равным $U_b = 72$ кВ, а питч-фактор $g = 1.1–1.15$, при котором пучок с разбросом попе-

Рис. 2. Гиротрон для ИТЭР с системой охлаждения (справа) и основной нагрузкой (слева).

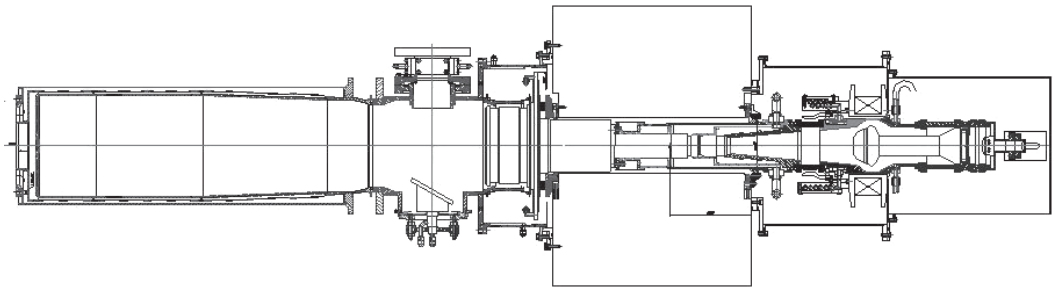

Рис. 3. Общий вид гиротрона и его размещение в теплом отверстии диаметром 150 мм.

речных скоростей электронов $\Delta V_{\perp} = 30\%$ сохранял бы устойчивость.

Расчет в одномодовом приближении (электронный пучок взаимодействует с одной модой резонатора, приближение необходимо для оптимизации параметров резонатора) дал весьма оптимистические результаты.

Результаты расчета зависимости выходной мощности P_{out} и КПД гиротрона от тока электронного пучка I_b в резонаторе с рабочей модой $TE_{33.13}$ на частоте 230 ГГц при $g = 1.15$ приведены в табл. 1 и показаны на рис. 4. Также в табл. 1 приведены значения рабочего магнитного поля B_0 и максимальная плотность мощности тепловых нагрузок на стенки резонатора $P_{ohm.}$

Выходная мощность в резонаторе на моде $TE_{33.13}$, достигает 1.175 МВт с КПД = 36% при токе пучка $I_b = 45$ А. Магнитное поле для этого режима составляет $B_0 = 90.27$ кГс. Остаточная энергия электронов в соответствии с расчетом превышает 30 кВ, что позволяет использовать глубокую рекуперацию энергии на коллекторе для поднятия значения КПД выше 50%.

Расчет электронно-волнового взаимодействия при учете конкуренции многих мод в выбранном резонаторе большого диаметра показал, что негативное влияние конкуренции на эффективность

Таблица 1

I_b, А	B_0, кГс	КПД, %	P_{out}, кВт	P_{ohm}, кВт/см^2
20	91.11	25.4	365	1.05
25	90.87	29	522	1.45
30	90.66	31.8	686	1.9
25	90.56	33.9	856	2.29
40	90.4	35.5	1024	2.59
42	90.405	35.95	1087	2.8
45	90.32	37.2	1200	3.05

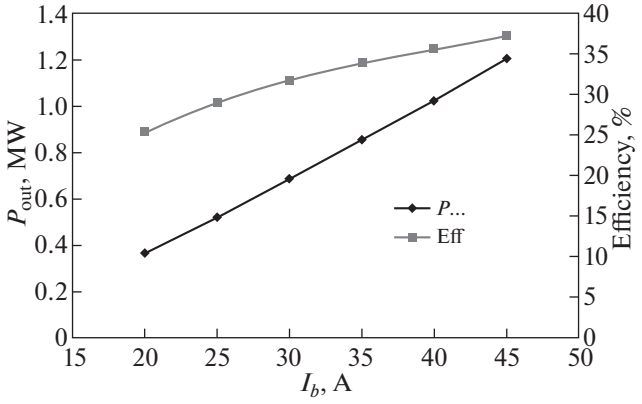

Рис. 4. Зависимость выходной мощности и КПД гиротрона от тока пучка на моде $TE_{33.13}$.

и стабильность генерации может быть полностью скомпенсировано введением в резонатор внешнего сигнала с мощностью в несколько десятков кВт [11–13]. Для этого конструкция квазиоптического преобразователя должна обеспечивать ввод этого сигнала в резонатор и вывод мегаваттного излучения из прибора.

4. ЛИНИЯ ПЕРЕДАЧИ

Для транспортировки СВЧ-излучения от гиротрона до разрядной камеры токамака предполагается использовать вакуумно-плотную линию передачи (рис. 5) на базе сверхразмерного цилиндрического волновода с гофрировкой внутренней поверхности [14–16]. Излучение гиротрона формируется блоком согласующих зеркал и поступает на вход волноводной линии передачи в виде волны близкой по своей структуре к собственной волне HE_{11} этого волновода. Волноводные отрезки различной длины соединяют между собой все необходимые элементы линии передачи: волноводный 90° уголок, совмещенный с направленным ответвителем, обычные волноводные 90° уголки, волноводный переключатель мощности, универсальный поляризатор, компенсаторы тепловых расширений, откачные порты, диэлектрическую волноводную развязку, вакуумный затвор, вакуумное барьерное окно, квазиоптическую систему ввода СВЧ-излучения в плазменную камеру токамака.

Гибридная волна HE11 в гофрированном волноводе обладает наименьшими омическими потерями и по этой причине достаточно часто выбирается в качестве рабочей моды в электродинамических трактах мегаваттного уровня мощности [15, 17, 18].

Для периодической гофрировки в виде прямоугольных ступенек с длиной выступов (или впадин) равным половине периода эти потери при

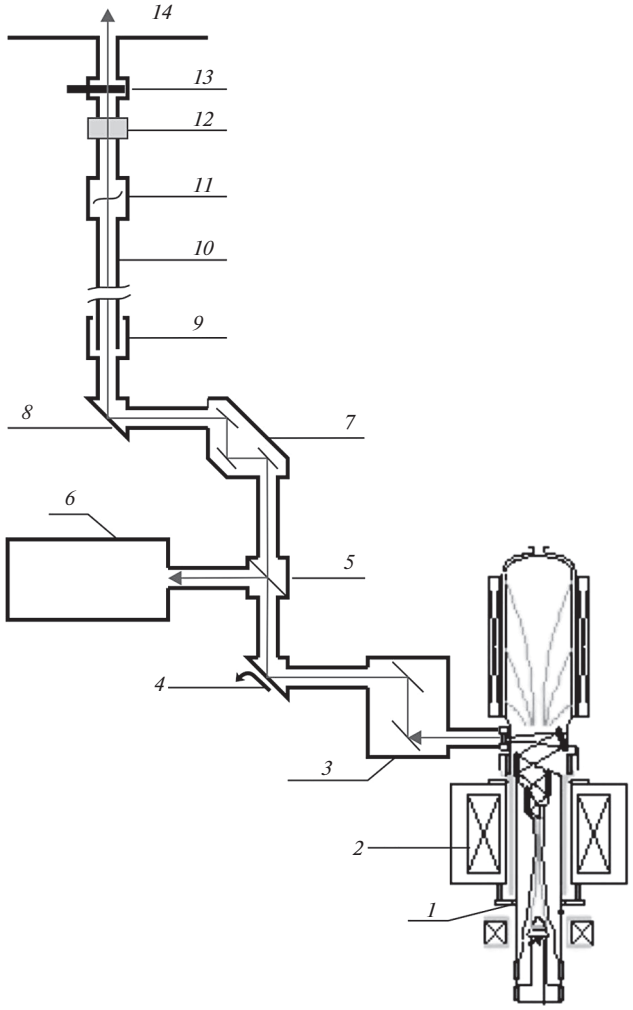

Рис. 5. Основные элементы линии передачи СВЧ-излучения и гиротрон: *1* – гиротрон, *2* – сверхпроводящий магнит, *3* – блок согласующих зеркал, *4* – волноводный уголок с направленным ответвителем, *5* – волноводный переключатель, *6* – калориметрическая нагрузка, *7* – управляемый волноводный вращатель поляризации, *8* – волноводный уголок, *9* – компенсатор тепловых расширений, *10* – волноводная линия, *11* – механическая и диэлектрическая развязки, *12* – барьерное CVD-окно, *13* – вакуумный затвор, *14* – вакуумная камера TRT.

оптимальной глубине гофрировки (~λ/4) могут быть рассчитаны по формулам, приведенным в [19–21].

В частности, если выбрать диаметр волновода равный 50 мм, глубину гофрировки ~λ/4, период гофрировки ~0.3λ, то для гофрировки в виде прямоугольных ступенек с длиной выступов (или впадин) равным половине периода эти потери для волновода, изготовленного из алюминиевого сплава типа Ад31 (проводимость $\sigma = 2.61 \times 10^{17}\ c^{-1}$), на частоте 230 ГГц будут составлять 1.1×10^{-4} дБ/м. При типичной длине линии передачи между ги-

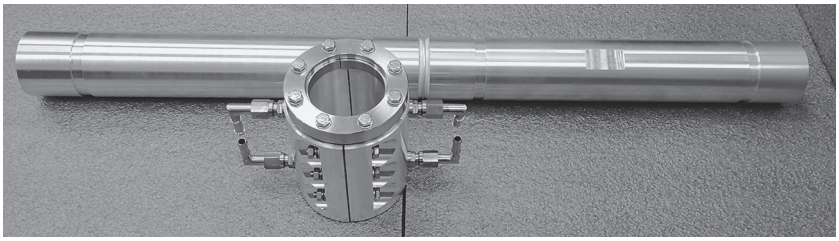

Рис. 6. Волноводная секция длиной 1 м и фланцевое соединение.

ротроном и камерой токамака ~50 м омические потери волны HE_{11} не будут превышать ~0.055%. Как показывают прямые расчеты с помощью CST Studio [22], для гофрировки синусоидального профиля омические потери примерно вдвое больше и для волновода длиной 50 м с периодом гофрировки 0.43 мм и глубиной 0.32 мм составят величину ~0.1%.

Как правило, общая длина волноводного тракта в несколько десятков метров набирается из волноводных отрезков длинной ~1 м. При этом, фланцевые соединения должны обеспечивать приемлемые допуски на осевые и угловые смещения элементов электродинамического тракта при их стыковке. Дифракционные потери, неизбежно возникающие в местах волноводных соединений, в основном будут определяться величиной угловых отклонений осей волноводов в местах их соединений [15, 22, 23].

На рис. 6 в качестве примера приведена фотография отрезка гофрированного волновода длиной 1 м и соединительного фланца, обеспечивающего необходимую точность соединений волноводов, изготовленных для электродинамического тракта системы ЭЦРН плазмы установки Т-15МД. Точность обработки волноводов и фланцевых соединений ±0.02 мм обеспечивала дифракционные потери ~0.03% в каждом из волноводных соединений.

Если применить аналогичную конструкцию соединительных фланцев для волноводных трактов системы ЭЦРН плазмы токамака TRT, то для волноводной линии передачи, состоящей из 50–60 соединений, ожидаются дифракционные потери ~1.5–2%.

Волноводные 90° уголки предназначены для создания необходимой траектории волноводной линии передачи в пространстве, соединяющей выходной фланец блока согласующих зеркал гиротрона и фланец входного патрубка токамака TRT. Каждый уголок образован пересекающимися под прямым углом гофрированными волноводами. В центре пересечения осей этих волноводов установлено плоское металлическое зеркало, снабженное каналами водяного охлаждения.

Для волны HE_{11} каждый уголок эквивалентен разрыву волноводного тракта, длина которого равна двойному расстоянию между апертурой гофрированного волновода и центром поворотного зеркала. Дифракционные потери в таком разрыве определяются его длиной [24]. Наименьшими дифракционными потерями будет обладать уголок с длиной разрыва, равной диаметру волновода.

Если же в уголке сделать гофрировку по всей его внутренней поверхности, то можно уменьшить дифракционные потери еще примерно вдвое [15, 19].

Для уголка волноводного тракта диаметром 50 мм на частоте 230 ГГц, дифракционные потери волны HE_{11} будут составлять ~0.2%.

Кроме того, следует учесть омические потери на поворотном зеркале уголка [25].

Для 90° уголка с медным зеркалом ($\sigma = 5.35 \times \times 10^{17}$ с$^{-1}$) омические потери на частоте 230 ГГц будут составлять ~0.1% для волны, линейно поляризованной в плоскости, перпендикулярной плоскости излома, и ~0.2% для волны, линейно поляризованной в плоскости излома.

В качестве примера на рис. 7 приведены схема и фотография 90° уголка, изготовленного для системы ЭЦРН плазмы установки Т-15МД.

Кроме обычных 90° уголков в тракт обычно включается уголок с направленным ответвителем (рис. 8). Этот уголок с коэффициентом ответвления ~–90 дБ предназначен для контроля частоты и мощности гиротрона в течение импульса. Направленным ответвителем здесь является антенна, образованная набором отверстий в зеркале уголка. Главный максимум этой антенны возбуждает приемный рупор, нагруженный на детектор. Рупор установлен в кожухе, покрытом поглотителем, за зеркалом уголка. Герметичность этого элемента тракта, обеспечивается барьерным кварцевым окном резонансной толщины.

Суммарные потери мощности при прохождении волны HE_{11} через это устройство совпадают с потерями обычного 90° уголка и составляют ~0.3%, если электрическое поле **E** падающей волны перпендикулярно плоскости уголка, и ~0.4%,

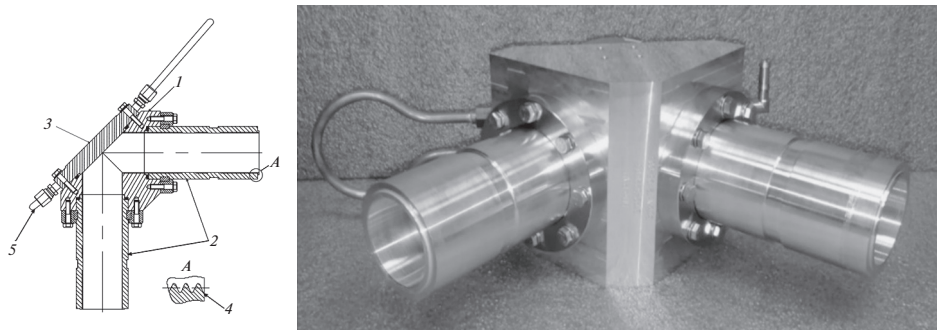

Рис. 7. Волноводный 90° уголок: *1* – корпус уголка, *2* – гофрированные волноводы, *3* – металлическое зеркало, *4* – форма гофрировки внутренней поверхности волноводов, *5* – штуцер водяного охлаждения.

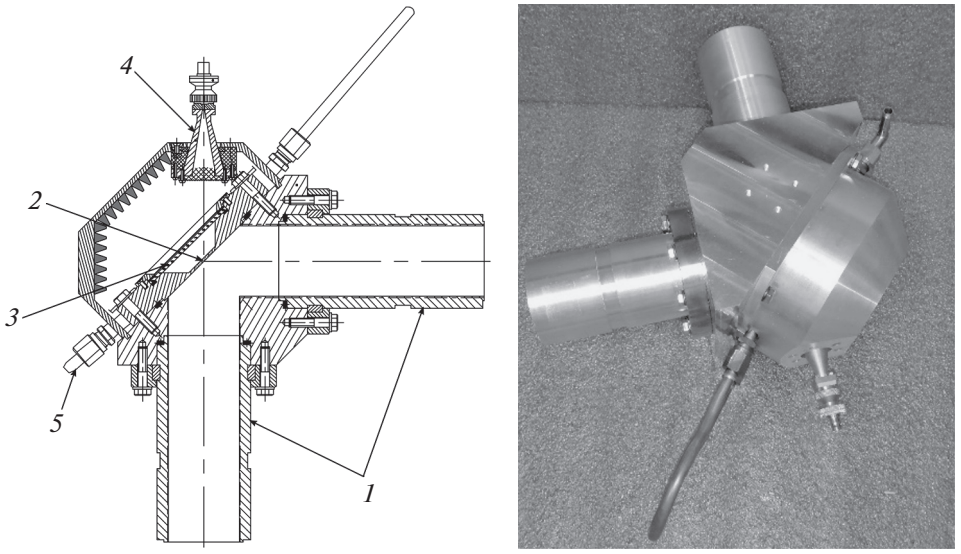

Рис. 8. Волноводный 90° уголок с направленным ответвителем для системы ЭЦРН Т-15МД: *1* – гофрированные волноводы, *2* – отверстия связи, *3* – барьерное окно, *4* – приемный рупор с детекторной камерой, *5* – штуцер водяного охлаждения.

если электрическое поле **E** падающей волны лежит в плоскости уголка.

Волноводный переключатель (на рис. 5) необходим для переключения мощности СВЧ-излучения, проходящего по волноводному тракту, между камерой токамака и нагрузкой. Режим работы гиротрона на нагрузку необходим для измерения мощности гиротрона и настройки его параметров. Принцип работы переключателя – замещение прямого волноводного канала линии передачи (отрезка гофрированного волновода) на поворотный уголок с плоским зеркалом.

Переключатель практически не имеет потерь, если поршень (рис. 9) стоит в положении 2. В положение поршня 1 общие потери в переключателе совпадают с потерями 90° уголка – от 0.3% до 0.4% в зависимости от поляризации, пришедшей на зеркало переключателя волны.

Для управления параметрами поляризации поступающего в плазму СВЧ-излучения в тракт включен квазиоптический универсальный поляризатор [26]. Квазиоптическая схема устройства представлена на рис. 10. Зеркала поляризатора образуют 90° квазиоптический уголок. Гофрированные зеркала имеют возможность углового поворота каждого из них вокруг своей оси. Углы поворота зеркал γ_1, γ_2 относительно плоскости падения электромагнитной волны определяют параметры поляризации выходного излучения.

Дифракционные потери в универсальном поляризаторе, существенным образом зависят от параметров корректирующего зеркала, которое как правило имеет не квадратичную форму и рас-

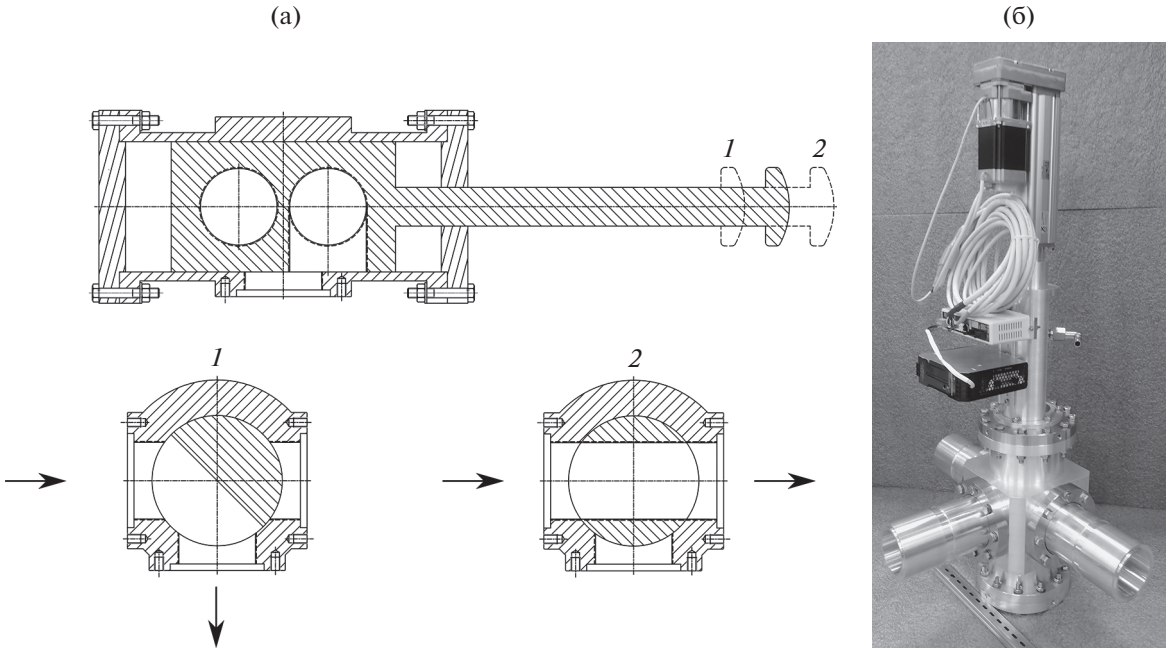

Рис. 9. Волноводный переключатель мощности: схема переключателя (а), фотография переключателя, изготовленного для системы ЭЦРН-плазмы установки Т-15МД (б). Положение поршня переключателя: *1* – при направлении излучения от гиротрона к нагрузке, *2* – от гиротрона к токамаку.

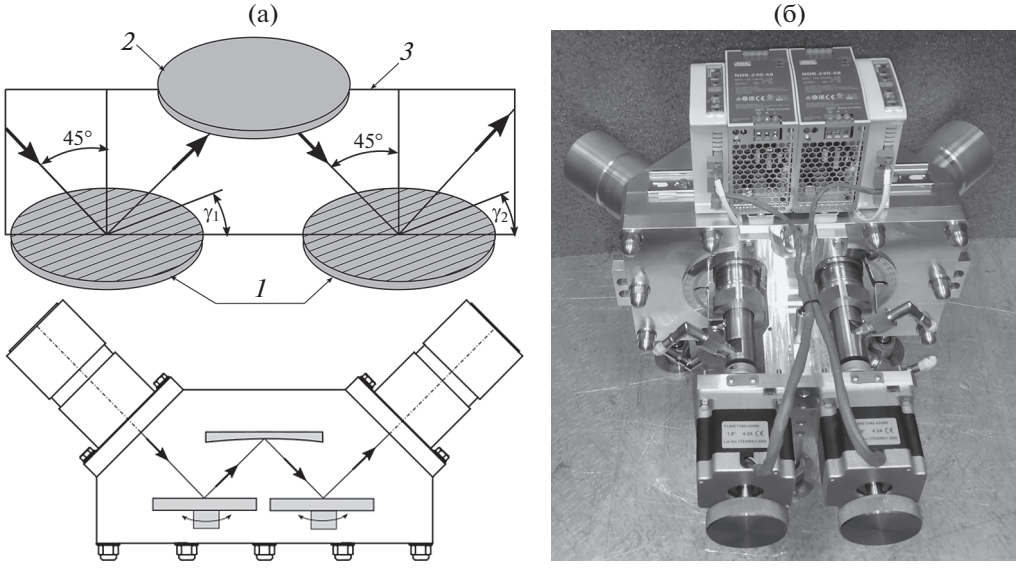

Рис. 10. Квазиоптический универсальный поляризатор: квазиоптическая схема переключателя (а), фотография переключателя, изготовленного для системы ЭЦРН-плазмы установки Т-15МД (б): *1* – гофрированные зеркала, *2* – корректирующее зеркало, *3* – плоскость падения.

считывается специально разработанными для этого программами синтеза фазовых корректоров [27, 28]. Как правило, расчетные дифракционные потери в таком устройстве не превышают 0.5%.

Омические потери [25] в зеркалах устройства в зависимости от поляризации, падающей на них волны, на частоте 230 ГГц могут составлять от 0.5 до 1%.

Кроме того, в волноводный тракт системы ЭЦРН плазмы должны быть включены: компенсаторы тепловых расширений (для сохранения исходной длины волноводного тракта при его на-

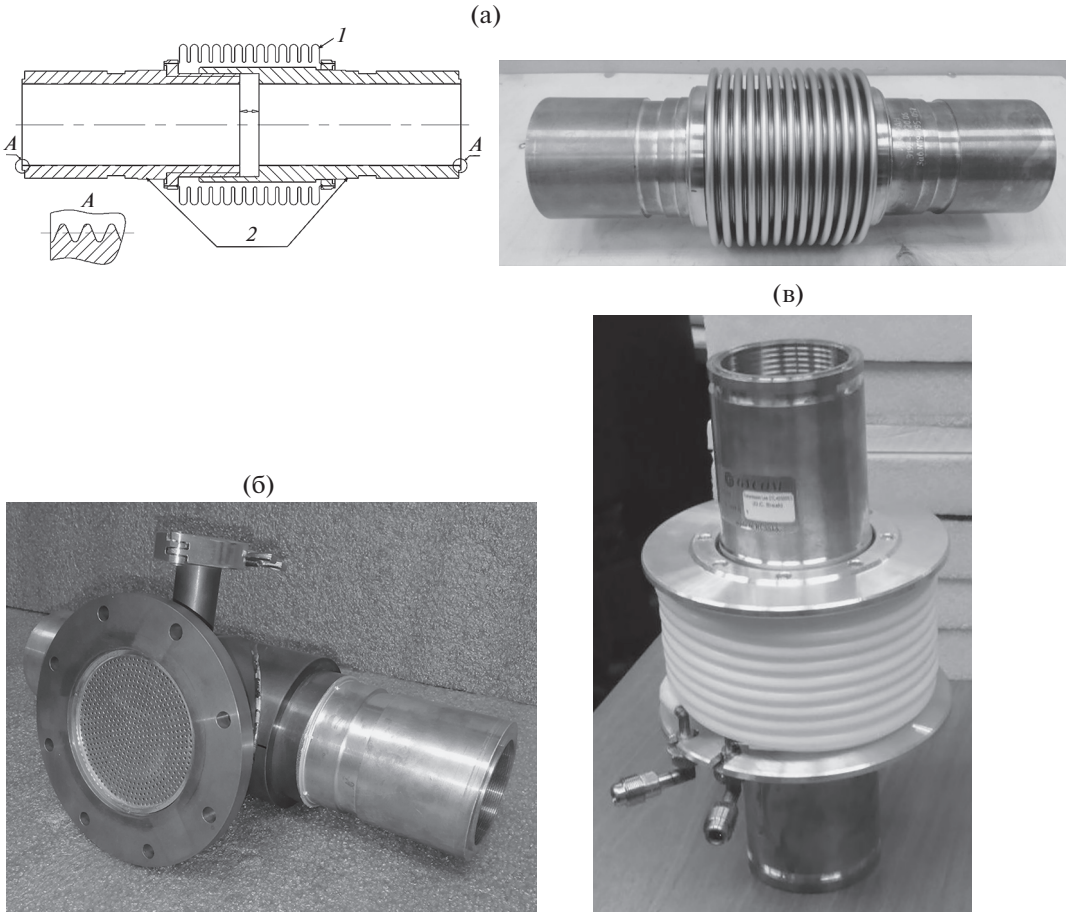

Рис. 11. Элементы линии передачи системы ЭЦРН плазмы установки Т-15МД: компенсатор тепловых расширений (*1* – сильфон, *2* – гофрированные волноводы) (а), откачной порт (б), диэлектрическая развязка (в).

греве или охлаждении), откачные порты (для создания в волноводном тракте необходимого давления ~ 10^{-3} мбар), диэлектрическая волноводная развязка (для разделения потенциалов между линией передачи и токамаком ~1–5 кВ).

Во всех этих элементах (рис. 11) присутствует разрыв волноводного тракта ~10 мм, который в волноводном тракте диаметром 50 мм на частоте 230 ГГц будет вносить дифракционные потери ~0.01%.

Для разделения вакуумных объемов токамака TRT и волноводной линии передачи (рис. 5) в тракт включены вакуумное барьерное окно и вакуумный затвор с пневматическим приводом.

Барьерное окно, изготовленное из искусственно выращенного в газовой среде алмаза, герметично впаяно в металлическую обечайку. Для резонансного прохождения через такое окно СВЧ-излучения окно должно иметь толщину кратную половине длине волны в диэлектрике. В частности, на частоте 230 ГГц алмазное окно толщиной 1.64 мм (6 полуволн) будет обеспечивать как резонансное прохождение через него квазиоптического волнового пучка, так и необходимую прочность, позволяющую выдерживать силы атмосферного давления.

Тангенс угла диэлектрических потерь, $\mathrm{tg}\,\delta = 10^{-5}$, определяет уровень мощности, поглощаемой диэлектриком, и соответственно требования к системе охлаждения алмазного окна. На частоте 230 ГГц для алмазного диска толщиной 1.64 мм эти потери будут составлять 3×10^{-4}. Или при мощности волнового пучка ~1 МВт около 300 Вт.

На рис. 12 приведены фотографии алмазного барьерного окна и вакуумного затвора для системы ЭЦРН плазмы установки Т-15МД.

Таким образом, общие потери мощности волны HE_{11} (омические и дифракционные) при передаче СВЧ-излучения от гиротрона до плазменной камеры токамака по волноводному тракту диаметром 50 мм и длиной ~50 м, могут составлять на частоте 230 ГГц ~5–6% (при оценке потерь принималось, что, как правило, в каждой линии передачи используется 5–7 волноводных 90° уголков).

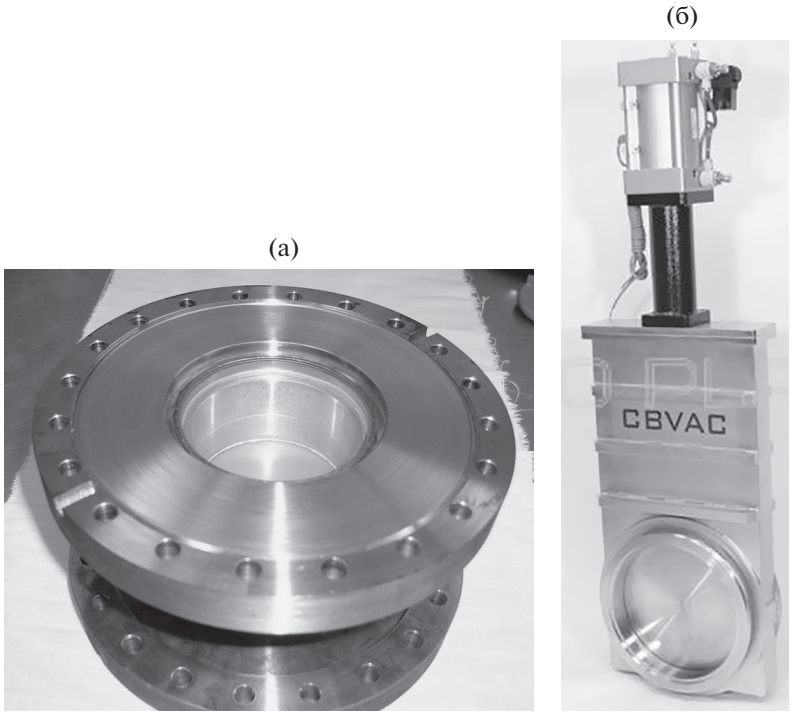

Рис. 12. Элементы линии передачи системы ЭЦРН плазмы установки Т-15МД вакуумное барьерное окно (а), вакуумный затвор с пневматическим приводом (б).

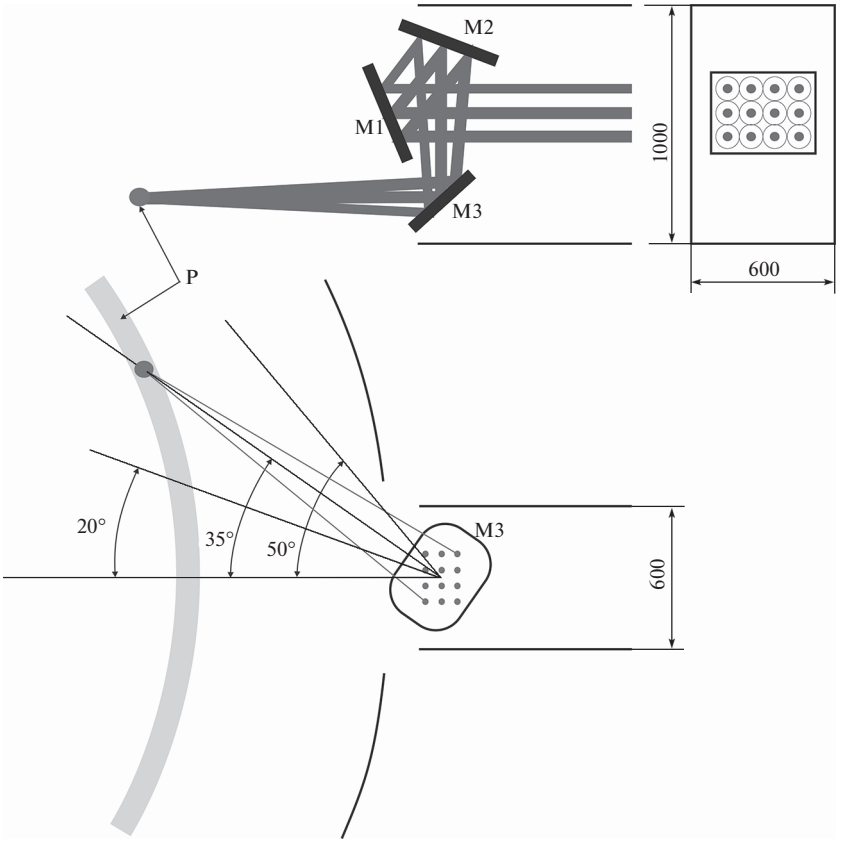

Рис. 13. Схема антенны в экваториальном порту TRT. Размер порта 1000 × 600 мм. M1 и M2 – фокусирующие зеркала с фазовыми корректорами, M3 – плоское поворотное зеркало (угол поворота 20°–30°), P – центр плазмы.

5. АНТЕННА ЭЦРН-СИСТЕМЫ

Ввод микроволнового излучения в токамак осуществляется через экваториальный порт размером 1000 × 600 мм (рис. 13). В порт входят 12 волноводов, формирующих матрицу 4 × 3 волновых пучков с полушириной 11.5 мм. Пучки распределены равномерно по площади 400 × 300 мм на расстоянии 100 мм друг от друга. Зеркала М1 и М2 представляют собой матрицу из фазовых корректоров и формируют сходящиеся в центре плазменного жгута волновые потоки. Размер зеркал М1 и М2 500 × 400 мм. Плоское зеркало М3 позволяет направлять пучки под углом к радиусу токамака от 20° до 50°. Зеркало М3 имеет размер 550×400 мм и скругленные углы, чтобы при повороте вписаться в габариты порта. Антенна производит фокусировку вводимого микроволнового излучения в пятно размером ~40 × 40 мм.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены предварительные расчеты основных компонентов ЭЦР-системы для токамака с сильным полем TRT. Подходы к расчету базируются на параметрах хорошо освоенного гиротрона для ИТЭР (170 ГГц, 1 МВт) и опыта разработки различных линий передачи мощного миллиметрового излучения. Повышение частоты в системе ЭЦР до 230 ГГц усложняет реализацию всех подсистем с оптимистической оценкой финального результата. Более сложная конструкция гиротрона с режимом захвата колебаний может дать преимущества в стабильности частоты и возможности когерентного сложения сигналов от разных приборов. Для ввода в плазму излучения с мощностью 10 МВт, по-видимому, потребуется 12 гиротронов.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 19-79-30071)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wagner F., Becoulet A., Budny R., Erckmann V., Farina D., Giruzzi G., Kamada Y., Kaye A., Koechl F., Lackner K., Marushchenko N., Murakami M., Oikawa T., Parail V., Park J.M., Ramponi G., Sauter O., Stork D., Thomas P.R., Tran Q.M., Ward D., Zohm H., Zucca C.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. P. 124044. https://doi.org/10.1088/0741-3335/52/12/124044
2. *Poli E., Tardini G., Zohm H., Fable E., Farina D., Figini L., Marushchenko N.B., Porte L.* // Nuclear Fusion. 2013. V. 53. P. 013011.
3. *Omori T., Albajar F., Bonicelli T., Carannante G., Cavinato M., Cismondi F., Darbos C., Denisov G., Farina D., Gagliardi M., Gandini F., Gassmann T., Goodman T., Hanson G., Henderson M., Kajiwara K., McElhaney K., Nousiainen R., Oda Y., Oustinov A., Parmar D., Popov V., Purohit D., Rao S.L., Rasmussen D., Rathod V., Ronden D., Saibene G., Sakamoto K., Sartori F., Scherer T., Singh N., Strauss D., Takahashi K.* // Fusion Eng. Des. 2015. V. 96–97. P. 547. https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2014.12.023
4. *Goodman T.P., Felici F., Sauter O., Graves J.P.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 245002. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.245002
5. *Henderson M.A., Heidinger R., Strauss D, Bertizzolo R., Bruschi A., Chavan R., Ciattaglia E., Cirant S., Collazos A., Danilov I, Dolizy F., Duron J., Farina D., Fischer U., Gantenbein G., Hailfinger G., Kasparek W., Kleefeldt K., Landis J.-D., Meier A., Moro A., Platania P., Plaum B., Poli E., Ramponi G., Saibene G., Sanchez F., Sauter O., Serikov A., Shidara H., Sozzi C., Spaeh P., Udintsev V.S., Zohm H., Zucca C.* // Nuclear Fusion. 2008. V. 48. P. 054013. https://doi.org/10.1088/0029-5515/48/5/054013
6. *Thumm M.K.A., Denisov G.G., Sakamoto K., Tran M.Q.* // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 073001. https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab2005
7. *Denisov G.G., Litvak A.G., Myasnikov V.E., Tai E.M., Zapevalov V.E.* // Nuclear Fusion. 2008. V. 48. P. 054007. https://doi.org/10.1088/0029-5515/48/5/054007
8. *Litvak A.G., Denisov G.G., Myasnikov V.E., Tai E.M., Azizov E.A., Ilin V.I.* // J Infrared Milli Terahz Waves. 2011. V. 32. P. 337. https://doi.org/10.1007/s10762-010-9743-8
9. *Krasilnikov A.V., Abdyuhanov I.M., Aleksandrov E.V., Alekseev A.G., Amosov V.N., Antonov N.V., Arkhipov N.I., Burdakov A.V., Chugunov I.N., Denisov G.G., Gervash A.A., Ivantsivskiy M.V., Kaschuk Y.A., Khomyakov S.E., Krasilnikov V.A., Kupriyanov I.B., Kuzmin E.G., Kuznetsov V.E., Lelekhov S.A., Leshukov A.Y., Litvak A.G., Makhankov A.N., Mazul I.V., Mokeev A.N., Mukhin E.E., Petrov A.A., Petrov M.P., Petrov S.Y., Petrov V.G., Rodin I.Y., Romannikov A.N., Rumyantsev Y.N., Safronov V.M., Savrukhin P.V., Tronza V.I., Tugarinov S.N., Ustinov A.L., Vershkov V.A., Vdovin V.L., Vysotsky V.S., Zernov S.N., Zhitlukhin A.M., Zvonkov A.V.* // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. P. 104007. https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/10/104007
10. *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.И., Денисов Г.Г.* // Физика плазмы (настоящий выпуск).
11. *Chirkov A.V., Denisov G.G., Kuftin A.N.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 263501. https://doi.org/10.1063/1.4923269
12. *Bakunin V.L., Guznov Y.A., Denisov G.G., Zaitsev N.I., Zapevalov S.A., Kuftin A.N., Novozhilova Y.V., Fokin A.P., Chirkov A.V., Shevchenko A.S.* // Tech. Phys. Lett. 2018. V. 44. P. 473. https://doi.org/10.1134/S1063785018060020
13. *BakuninV.L., Denisov G.G., Novozhilova Y.V.* // IEEE Electron Device Lett. 2020. V. 41. P. 777. https://doi.org/10.1109/LED.2020.2980218
14. *Denisov G.G., Chirkov A.V., Belousov V.I., Bogdashov A.A., Kalynova G.I., Sobolev D.I., Rodin Y.V., Tai E.M., Ilin V.I., Kornishin S.Y., Kulygin M.L., Malygin V.I., Soluyanova E.A., Parshin V.V., Shmelev M.Y.* // J. Infrared Milli Terahz Waves. 2011. V. 32. P. 343. https://doi.org/10.1007/s10762-010-9756-3

15. *Thumm M.K., Kasparek W.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V. 30. P. 755.

16. *Anderson J., Doane J., Moeller C., Grunloh H., O'Neill R., Brookman M., Smiley M., Su D.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 203. P. 04001.

17. *Doane J.L.* // Fusion Sci. Technol. 2008. V. 53. P. 159.

18. *Clarricoats P.J.B., Olver A.D., Chong S.L.* // Proc. Inst. Electrical Eng. 1975. V. 122. P. 1173.

19. *Lau C., Kaufman M.C., Doyle E.J., Hanson G.R., Peebles W.A., Wang G., Zolfaghari A.* // IEEE Transac. Microwave Theory Techniques. 2019. V. 67. P. 38. https://doi.org/10.1109/TMTT.2018.2879808

20. *Doane J.L.* // Infrared and Millimeter Waves. V. 13 / Ed. K. J. Button. N. Y.: Academic, 1985. P. 123.

21. *Dragone C.* // IEEE Transac. Microwave Theory Techniques. 1980. V. MTT-28. P. 704.

22. *Nanni E.A., Jawla S.K., Shapiro M.A., Woskov P.P., Temkin R.J.* // J. Infrared Milli Terahz Waves. 2012. V. 33. P. 695.

23. *Ohkubo K., Kubo S., Idei H., Sato M., Shimozuma T., Takita Y.* // Int. J. Infrared Millim. Waves. 1997. V. 18. P. 23.

24. *Каценеленбаум Б.З.* // Радиотехника и электроника. 1963. Т. 8. С. 1111.

25. *Каценеленбаум Б.З.* Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966.

26. *Денисов Г.Г., Малыгин В.И., Цветков А.И., Еремеев А.Г., Шмелев М.Ю., Белоусов В.И., Бабер И.С., Карпов Н.И., Леонов И.И., Копелович Е.А., Троицкий М.М., Кузнецов М.В., Варыгин И.А., Журин К.А., Мовшевич Б.З., Чирков А.В., Глявин М.Ю., Тай Е.М., Солуянова Е.А., Бакулин М.И., Рой И.Н., Анашкин И.О., Хвостенко П.П., Кирнева Н.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63. С. 369.

27. *Каценеленбаум Б.З., Семенов В.В.* // Радиотехника и электроника. 1967. № 2. С. 244.

28. *Чирков А.В., Денисов Г.Г., Кулыгин М.Л., Малыгин В.И., Малыгин С.А., Павельев А.Б., Солуянова Е.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 59. С. 381.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 11, с. 1050–1056

ТОКАМАКИ

УДК 533.6

СИСТЕМА ИЦР-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ TRT

© 2021 г. В. М. Баев[a], Д. В. Гетман[a], А. М. Губин[a, *], М. Л. Субботин[b]

[a] *Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (НИИЭФА), Санкт Петербург, Россия*

[b] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*

**e-mail: gubin@sintez.niiefa.spb.su*

Поступила в редакцию 28.05.2021 г.
После доработки 20.06.2021 г.
Принята к публикации 20.07.2021 г.

Представлена система ИЦР-нагрева (ИЦРН) плазмы токамака TRT. Токамак TRT разрабатывается как плазменный прототип чистого термоядерного реактора и термоядерного источника нейтронов для гибридного (синтез-деление) реактора. Приведен состав системы ИЦРН-плазмы, установленная ВЧ-мощность системы 6 МВт в рабочем диапазоне частот 60–80 МГц, максимальная мощность ВЧ-генераторов 2 МВт в рабочем диапазоне частот с длительностью ВЧ-импульса $t_{ВЧ}$ = 100 с.

Ключевые слова: ИЦРН, ВЧ-генератор, антенна, система согласования

DOI: 10.31857/S0367292121120015

1. ВВЕДЕНИЕ

Нагрев на частотах ионно-циклотронного диапазона частот (ИЦР) является важным дополнительным методом нагрева плазмы в токамаках, на ИТЭР он является одним из методов нагрева термоядерных ионов, для ускорения реакции термоядерного синтеза и поддержания термоядерного горения. ИЦРН имеет некоторые явные преимущества перед другими системами нагрева: быстрые магнитозвуковые волны (БМЗ) могут легко проникать в плазму и сильно поглощаться. Промышленные ВЧ-генераторы доступны, недороги и надежны.

Впервые работы по ионно-циклотронному нагреву плазмы в токамаках были выполнены в СССР в 1970–1976 гг. на установке токамак ТМ1-ВЧ. На этом токамаке были осуществлены успешные эксперименты с ионно-циклотронным нагревом плазмы (БМЗ-моды), в которых был открыт эффект нагрева малой добавки резонансных ионов, также на этом токамаке были исследованы сценарии ион-ионного резонанса и на второй гармонике ионов [1–3]. После успешных исследований ионно-циклотронного нагрева плазмы на токамаке ТМ1-ВЧ ионно-циклотронный нагрев в качестве основного механизма нагрева плазмы был использован на средних (Т-10, PLT, TEXTOR, ASDEX, Alcator C-Mod) и больших (TFTR, JET, JT-60U, TS) токамаках. Параметры современных токамаков и систем ионно-циклотронного резонансного нагрева приведены в [4].

ВЧ-генератор для ИЦР-нагрева обычно представляет собой систему с тетродными вакуумными лампами мегаваттного уровня в качестве конечного каскада усилителя мощности, работающего в диапазоне десятков МГц. Выходное сопротивление генератора и характеристическое сопротивление линий передач обычно составляют 30 Ом или 50 Ом. ВЧ-мощность генератора подается по передающей линии на ИЦР-антенну, находящуюся внутри вакуумной камеры токамака. Антенна, по существу, представляет собой набор излучающих петель, расположенных физически достаточно близко к плазме, и имеет довольно малую нагрузку порядка 0.1–10 Ом. Нагрузка на антенну изменяется (иногда быстро) в ответ на изменения в пристеночной плазме вблизи плотности отсечки БМЗ. Поэтому требуется система согласования импеданса между ВЧ-генератором и антенной, чтобы в идеале ВЧ-генератор выдавал радиочастотную мощность на эквивалентно согласованную нагрузку. Поддержание согласования антенны при изменяющейся (особенно быстрой и переходной) плазменной нагрузке остается важной, но еще не полностью решенной технической проблемой для ИЦР-нагрева.

На разных токамаках было разработано множество типов согласующих систем. Традиционный подход заключается в использовании шлейфов и фазовращателей (растяжителей линий – тромбонов), которые имеют механически изменяемую длину. Эти системы обычно медленны и не предназначены для применения при измене-

нии параметров плазменного разряда для работы с высокой ВЧ-мощностью. В результате, если плазменная нагрузка быстро меняется или изменяется в большом диапазоне, ВЧ-генератор будет несогласован. Для изоляции ВЧ-генераторов от отраженной мощности на JET [5] и ASDEX Upgrade [6] успешно внедрена система с использованием гибридных 3dB-делителей мощности. Многие рабочие группы на токамаках изучили и внедрили согласующие системы, которые могут быть использованы в режиме реального времени, включая внутреннюю Т-сопряженную систему согласования на WEST [7] и для ИТЭР-подобной антенны на JET [5], внешнюю Т-сопряженную систему согласования импеданса на JET [8, 9], диэлектрические жидкие шлейфы на EAST [10] и LHD [11], ферритовые тюнеры на Alcator C-Mod [12, 13], EAST [14] и KSTAR [15].

2. ИЦР-НАГРЕВ ПЛАЗМЫ НА TRT

Нагрев плазмы в TRT с помощью излучения волн ионного циклотронного диапазона частот был выбран в качестве одного из методов дополнительного нагрева.

Система ИЦРН TRT будет работать в диапазоне частот 60–80 МГц с $k_{\|}$ в диапазоне 8–13 м$^{-1}$. При работе TRT с тороидальным магнитным полем 8 Тл выбранный диапазон частот ИЦ включает приосевые циклотронные резонансы: фундаментальный для ионов малой добавки ^{3}He и вторую гармонику для Т на 80 МГц, приосевой и находящийся в центральной части плазменного шнура резонансы для добавки дейтерия в дейтериево-тритиевой ДТ-плазме и для добавки ^{9}Be, соответственно, при 60 МГц [16].

Параметры системы ИЦРН TRT

– рабочий диапазон частот, 60–80 МГц;

– полная ВЧ-мощность, не менее 6 МВт;

– длительность ВЧ-импульса, не менее 100 с.

Состав системы ИЦРН на токамаке TRT

– антенна с набором излучающих петель и экраном Фарадея;

– вакуумные передающие линии, включая узел керамического проходного изолятора;

– система вакуумной откачки;

– система согласования импеданса, состоящая из передающих линий, согласующих элементов, диагностического оборудования;

– ВЧ-генераторы;

– источник питания ВЧ-генераторов;

– система охлаждения ВЧ-генераторов и источников питания;

– система управления, согласования, диагностики, сбора и обработки информации.

Система согласования импеданса

Во время работы TRT в режиме Н-моды система ИЦРН должна обеспечивать эффективное согласование нагрузки антенны во время индуцированных колебаний на границе плазменного шнура (ELM) с выходным сопротивлением ВЧ-генератора.

Эту сложнейшую проблему можно будет разрешить с помощью использования системы с гибридными 3dB-разделителями (3dB hybrid couplers system), внешней Т-сопряженной системой согласования импеданса (External Conjugate-T (ECT) impedance matching system) или быстрой ферритовой настройки в реальном времени (Fast Ferrite Tuners – FFT).

Система с использованием гибридных 3dB-разделителей на JET представлена и описана в [5]. Гибридные 3dB-разделители установлены для разделения мощности от генераторов пополам между аналогичными петлями двух антенн A2 JET и представляют собой четырехпортовые квадратные четвертьволновые мосты, которые имеют свойство изолировать генераторы от отраженной мощности, приходящей обратно от петель антенн, относительная фаза между падающими напряжениями в двух выходных портах составляет 90°. Если изменение в нагрузке во время ELMов приводит к идентичному изменению в импедансе для двух выводных портов разветвителя, отраженная мощность пойдет в согласованную эквивалентную нагрузку вместо того, чтобы идти в выходную передающую линию ВЧ-генератора, не допуская срабатывания системы защиты генератора. Необходимо, чтобы два произвольных импеданса и их изменения были идентичными, для этого требуется низкая взаимная индуктивность, поэтому петли антенн должны быть достаточно далеко друг от друга или, например, разделены перегородкой.

Внешняя система Т-сопряжения согласования импеданса, примененная на JET, подробно представлена в [9], ее работа основывается на принципе настраиваемого параллельного резонанса, активные нагрузки включены в обе ветви цепей, и реактивы имеют равные абсолютные значения. Коэффициент стоячей волны (КСВ) близок к единице в широком диапазоне сопротивления нагрузки. Это поведение объясняет высокую устойчивость схемы Т-сопряжения к ELMам.

В системе ИЦРН, основанной на принципе Т-сопряжения, соответствующие токопроводящие петли принадлежат разным ИЦР-антеннам, они спарены для того, чтобы сформировать комплексные сопряженные импедансы на коакси-

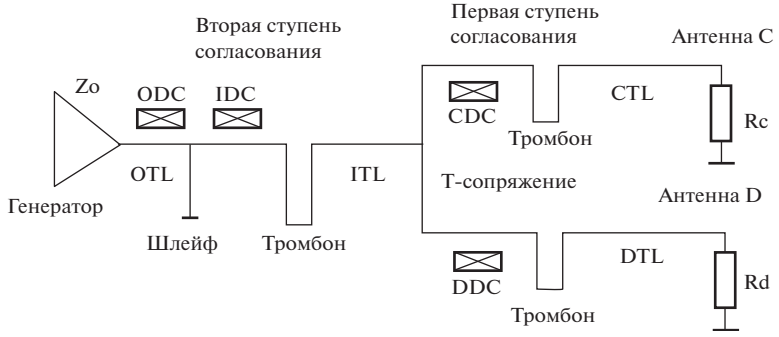

Рис. 1. Обобщенная схема согласования на основе принципа Т-сопряжения, внедренная на JET, где OTL, ITL, CTL, DTL – передающие линии, ODC, IDC, CDC, DDC – диагностические направленные ответвители.

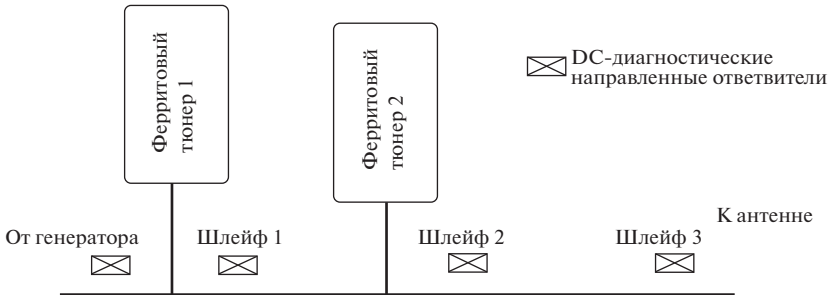

Рис. 2. Схема согласования импеданса в реальном времени с тремя шлейфами.

альных Т-соединениях, расположенных вне вакуумного объема. Согласование генератора с антеннами производится в две ступени. На первой ступени используется компенсация входных реактивностей петель антенн за счет рабочей длины тромбонов. Вторая ступень согласования генератора с приведенным к сечению Т-соединения активным импедансом антенн производится подстройкой шлейфа и тромбона в выходном фидере ВЧ-генератора. Схема системы согласования ECT, используемая на JET, представлена рис. 1. Принятая конфигурация цепи ECT позволяет произвольно фазировать петли внутри антенны и исключает отрицательное влияние взаимной связи между сопряженными петлями на производительность системы.

Средний уровень поглощенной ВЧ-мощности при работе системы ECT с двумя антеннами A2 JET в режиме H-моды с ELMами достиг 4 МВт. При работе всех четырех антенн A2 JET одновременно с двумя системами согласования: ECT и с гибридными 3dB-разделителями поглощенная ВЧ-мощность в режиме с ELMами составила 7МВт [8].

Система согласования с использованием быстрой ферритовой настройки в реальном времени (FFT), внедренная на токамаке Alcator C-Mod, подробно описана в работе [13]. Она представляет собой систему с тремя шлейфами, схема приводится на рис. 2. Ближайший шлейф к антенне имеет фиксированную длину, а два других шлейфа являются переменными шлейфами, каждый из которых представляет собой комбинацию участка линии передачи фиксированной длины и ферритового тюнера.

Скорость распространения радиочастотных волн в линии передачи определяется электрической диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью μ. Принцип работы ферритовых тюнеров заключается в том, что μ ферритовых плиток внутри тюнеров может изменяться в реальном времени, и в результате тюнеры способны следить за изменением нагрузки антенн ИЦРН из-за изменений в плазме. Ферритовые плитки погружены в постоянное магнитное поле. Чтобы изменить эквивалентную длину линейного участка, заполненного ферритовыми плитками, мы изменяем μ, добавляя магнитное поле смещения к постоянному окружающему полю, которое перемещает ферритовые плитки в различные положения на кривой намагничивания. Изменение этого поля смещения достигается изменением тока в катушках тока, окружающих плитки. Таким образом, ферритовые тюнеры ведут себя как шлейфы переменной длины, кото-

рыми можно просто управлять токами катушки снаружи.

Эта система способна достигать и поддерживать отраженную мощность ВЧ-генераторов менее чем на 1% в режиме реального времени практически при всех плазменных условиях и помогает обеспечить надежную работу антенн высокой мощности. Использование четырехпетельной антенны, сориентированной поперек магнитного поля за счет снижения ВЧ-напряжений в передающих линиях, позволило подавать ВЧ-энергию в плазму мощностью 3.7 МВт от источника мощностью 4 МВт [13].

Антенна

Загрязнение примесями и локализованные тепловые нагрузки, связанные с работой антенны ионного циклотронного диапазона частот (ИЦР), являются одними из наиболее сложных проблем для использования ИЦР-нагрева. Поток примесей в плазму генерируется взаимодействием ионов, ускоренных в полях, ассоциированных с медленной волной на периферии плазмы, с первой стенкой и поверхностью антенны. С целью уменьшить генерацию примесей волной на токамаке Alcator C-Mod была разработана и успешно применена антенна, сориентированная поперек магнитного поля [17].

Антенна, ориентированная поперек магнитного поля (ПА) представляет собой четырехпетельную ИЦР-антенну, в которой токовые петли и стороны корпуса антенны перпендикулярны, а стержни экрана Фарадея параллельны общему магнитному полю [18]. При использовании ПА-антенны наблюдается, что примесное загрязнение и источник примеси на антенне уменьшаются по сравнению с использованием типовой антенны, ориентированной по тору (ТА). Общая осажденная ВЧ-энергия на антенне значительно возрастает, когда антенна ПА работает при монопольном фазировании петель по сравнению с дипольной фазировкой. ПА-антенна также более толерантна к изменениям нагрузки при ELMax по сравнению с ТА-антеннами [18]. Стоит отметить, что как при L-, так и при H-модовых разрядах излучаемая мощность для разряда с нагревом ПА-антенны на 20-30% ниже, чем для разряда с нагревом двух ТА-антенн.

Разработка и успешное применение трехпетельной антенны обеспечило возможность снижения наведенных токов в корпусе антенны, и таким образом снижение локального высокочастотного потенциала, что в экспериментах на ASDEX Upgrade [19] продемонстрировало существенное снижение поступления в плазму примесей по сравнению с работой с двухпетельной антенной.

Применение трехпетельных ИЦР-антенн с полностью вольфрамовыми лимитерами на ASDEX Upgrade приводит к уменьшению и содержания W в плазме по крайней мере в два раза по сравнению с двухпетельными антеннами с вольфрамовыми лимитерами, используемыми ранее [20].

В работе [21] представлены экспериментальные данные локальных значений ВЧ-тока, постоянного тока, выхода распыления вольфрама для нескольких местоположений на трехпетельной антенне в зависимости от вариаций баланса мощностей в петлях антенны и фазировки петель. Величины испытывают минимум при дипольной фазировке петель, и когда мощность центральной петли близка к удвоенной сумме мощностей крайних петель.

Предполагается, что для системы ИЦР-нагрева на TRT будет использован экваториальный патрубок с поперечными размерами: ширина 63 см и высота 100 см.

По результатам анализа и проработки конструктивных элементов антенны в дальнейшем будет выбран трех- или четырехпетельный вариант конструкции ИЦР-антенны с ориентацией петель поперек магнитного поля (ПА) либо с типовой ориентацией (ТА). Конструкция антенны будет сильно зависеть от того, как она будет крепиться: вставляться снаружи через патрубок или крепиться со стороны вакуумной камеры. От этого будет зависеть размер площади антенны, а значит величина излучающей ВЧ-мощности системы ИЦРН.

При использовании антенны с наружным креплением легче применить радиальную подвижку без нарушения вакуума для оптимизации связи антенны с плазмой.

ВЧ-генератор

Опыт эксплуатации систем ИЦРН в токамаках JET и ASDEX Upgrade показал хорошую работоспособность и достаточную гибкость систем на основе ВЧ-генераторов с контролируемым внешним возбуждением [4, 9, 19]. Один из вариантов исполнения такого усилителя ВЧ-мощности с тетродом TH526A в выходном каскаде представлен на рис. 3.

Система ВЧ-питания петель антенны системы ИЦРН TRT должна содержать автоматическую подстройку частоты и систему регулировки сдвига фазы выходного напряжения между разными ВЧ-генераторами. С этой целью в выходном фидере усилителя, содержащем регулируемые элементы системы согласования генератора и нагрузки, используется последовательность диагностических направленных ответвителей.

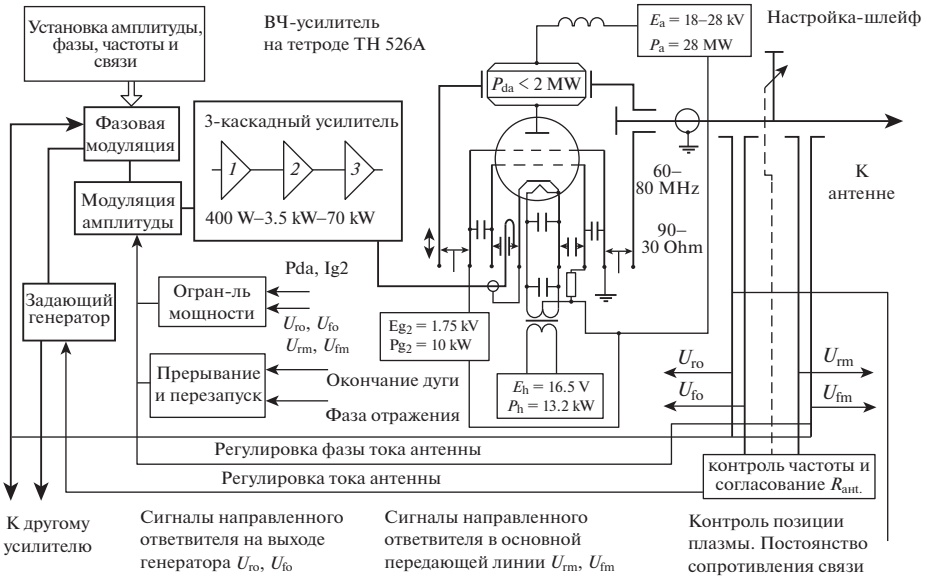

Рис. 3. Структурная схема ВЧ-генератора.

Обработка по заранее отработанному алгоритму аналоговых сигналов проходящей и отраженной мощностей позволяет отслеживать коэффициент стоячей волны напряжения (КСВН) в фидере и формировать необходимые сигналы управления шлейфом для поддержания его на заданном уровне от 1 до 1.5 во время передачи энергии в нагрузку. Высокое значение КСВН (более 3) при развитии пробоя в ВЧ-тракте используется для формирования сигнала защиты лампы от возникающих перенапряжений и кратковременного отключения питания усилителя. В каждом канале усиления имеется трехкаскадный предусилитель, который содержит управляемый задающий генератор на ВЧ транзисторах и два последовательных каскада усиления на высоковольтных тетродах. Оконечный каскад на тетроде ТН526А выполнен по схеме однотактного усилителя с общей сеткой с входным и выходным контурами на коаксиальных линиях. Выходной каскад работает в режиме класса В (либо С) с углом осечки анодного тока не более 90°. Высокая собственная добротность коаксиального резонатора должна обеспечить высокий КПД нагруженного контура и общий КПД выходного каскада близким к теоретическому пределу 78%. При этом в режиме близком к критическому амплитуда импульса анодного тока будет на уровне 420 А, а амплитуда первой гармоники на основной резонансной частоте выходного контура порядка 210 А. Для исключения возможности самовозбуждения выходного каскада рабочая частота возбудителя должна быть не выше так называемой частоты “самонейтрализации” тетрода, которая зависит как от межэлектродных емкостей лампы, так и от индуктивности подсоединения экранной сетки к катоду. Применение схемы с общей сеткой помимо того, что обеспечивает устойчивую работу генератора на более высоких частотах, позволяет передавать большую часть мощности возбудителя непосредственно через проходную емкость лампы в полезную нагрузку. Колебательная мощность в выходном контуре при постоянном анодном напряжении 24 кВ должна быть на уровне 2 МВт при частотах 60–80 МГц. Максимальная мощность, отбираемая от источника анодного напряжения в ламповый контур, достигает в этом режиме 2.76 МВт, коэффициент усиления мощности в оконечном каскаде составляет 14.5 dB. Коаксиальные разделительные емкости задают режим тетрода по постоянному току, а реактивное сопротивление элемента связи трансформирует волновое сопротивление фидера в такое вносимое сопротивление в контур, которое обеспечит заданное значение КПД резонансной системы.

Выходное сопротивление ВЧ-генераторов выбрано равным 30 Ом (сопротивление, при котором коэффициент передачи по мощности максимальный для генератора при неизменном допустимом напряжении пробоя в коаксиальной линии). Волновое сопротивление всех передающих линий выбирается также Z_0 = 30 Ом, как и волновое сопротивление вакуумной передающей линии.

Источник питания ВЧ-генератора

Максимальная импульсная мощность, потребляемая каждой ВЧ-лампой ТН526А из цепи анодного питания, составляет 2.8 МВт. С учетом

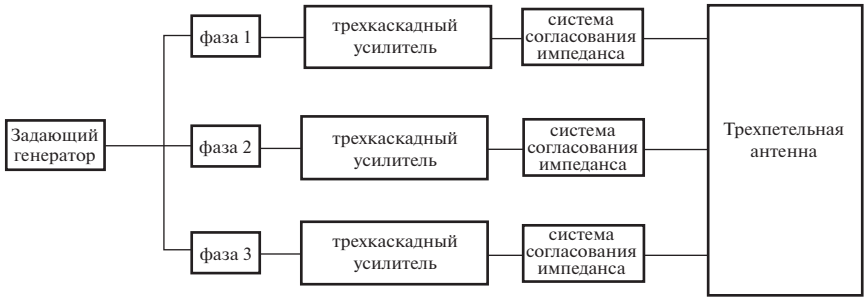

Рис. 4. Укрупненная блок-схема системы ИЦРН.

мощности каналов предварительного усиления порядка 100 кВт, необходима разработка специальных источников питания ВЧ-модулей мощностью по 3 МВт, общая потребляемая мощность составит 9 МВт. Кроме того, к источникам питания предъявляются следующие дополнительные требования: регулировка выходного напряжения от $0.2U_{max}$ до U_{max}; работа при изменении длительности ВЧ-импульса от 1 мс до 100 с; быстродействующая защита, предотвращающая выходы из строя ВЧ-лампы, фидера и антенного контура при возникновении в них пробоев.

Схема системы ИЦРН

На данное время предполагается, что в системе ИЦРН будет использоваться одна антенна, состоящая из трех тороидальных петель, каждая из которых будет запитываться через систему согласования импеданса от отдельного ВЧ-генератора мощностью до 2 МВт и может быть фазирована относительно других петель. Фаза и амплитуда в трех каскадных усилителях ВЧ-генератор будет задаваться системой фазовой и амплитудной модуляции. Укрупненная блок-схема системы ИЦРН приведена на рис. 4.

Стоит отметить, что обычно в системах ИЦРН-плазмы токамаков используются нескольких антенн, расположенных осесимметрично по тору для более равномерного нагрева плазмы и, следовательно, уменьшения градиентов температуры компонентов плазмы и сохранения устойчивости конфигурации плазмы. При этом увеличивается доступная площадь для установки и подключения антенн к системам согласования и генераторам. На пример, на токамаке JET используется четыре антенны A2 и ILA-антенна (ИТЭР-подобная антенна) [20], на ASDEX Upgrade четыре антенны [20], на Alcator C-Mod три антенны [18], на EAST две антенны [22].

Основные первоначальные работы по системе ИЦРН

– детальная проработка и выбор системы согласования импеданса;

– проработка согласующих элементов, включая шлейфы, ферритовые тюнеры, тромбоны и т.п.;

– разработка диагностического оборудования, в том числе направленных ответвителей и т.п.;

– проработка и выбор геометрической конфигурации многопетельной антенны;

– разработка и изготовление прототипа многопетельной антенны с экраном Фарадея, вакуумной передающей линии, узла проходного керамического изолятора;

– для определения оптимальной фазировки петель в антенне, а также для оценки сопротивления связи с плазмой необходимо провести расчеты с использованием полноволнового или лучевого кода;

– проведение электрических, электромеханических, тепловых расчетов узлов системы ИЦРН с использованием расчетных пакетов ANSYS или COMSOL Multiphysics;

– разработка и изготовление стенда для проведения испытаний прототипа антенны, вакуумной передающей линии, элементов передающих линий, согласующих элементов.

На стенде ИЦРН-токамака TRT должны быть проведены следующие исследования:

– испытания на электрическую прочность узлов антенны, вакуумной передающей линии, согласующих элементов, в том числе проходных керамических и опорных изоляторов;

– исследования нагрева петель антенны, керамических изоляторов и контактных узлов электрического контура;

– исследования возможности возникновения мультипакции (резонансного вакуумного разряда) в области пучности тока в петлях антенны.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен обзор трех систем согласования импеданса в системах ИЦРН: система с гибридными 3dB-разделителями (3dB hybrid couplers system) и внешняя Т-сопряженная (ECT), примененные на JET, и система с быстрой ферритовой настройкой в реальном времени (FFT), примененная на Alcator C-Mod. Отмечено, что применение трехпетельной антенны на ASDEX Upgrade и четырехпетельной, ориентированной поперек магнитного поля антенны на Alcator C-Mod приводит к уменьшению загрязнения плазмы примесями. Приведены параметры, определен ориентировочный предварительный состав системы ИЦРН-плазмы TRT и представлена укрупненная блок-схема.

На последующих этапах проектирования системы ИЦРН будет выбрано количество ИЦР-антенн, система согласования импеданса и определена геометрическая конфигурация многопетельной антенны. После этого будет разработана общая полная схема системы ИЦРН TRT.

Работа была выполнена при финансовой поддержке госкорпорации Росатом в рамках договора от 5 сентября 2019 г. № 313/1671-Д.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вдовин В.Л., Зиновьев О.А., Иванов А.А., Козоровитский Л.Л., Параил В.В., Рахимбабаев Я.Р., Русанов В.Д.* // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. Вып. 4. С. 228.
2. *Вдовин В.Л., Зиновьев О.А., Иванов А.А., Козоровитский Л.Л., Параил В.В., Рахимбабаев Я.Р., Русанов В.Д., Шапотковский Н.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 17. Вып. 1. С. 4.
3. *Вдовин В.Л., Зиновьев О.А., Русанов В.Д., Шапотковский Н.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. Вып. 7. С. 410.
4. *Белов А.М., Гетман Д.В., Гостев А.А., Губин А.М., Субботин М.Л.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. Вып. 27. С. 48.
5. *Vrancken M., Mayoral M.-L., Blackman T. et al.* // Fusion Eng. Des. 2007. V. 82. P. 873.
6. *Faugel H., Angene P., Becker W., Braun F., Bobkov Vl.V. et al.* // Fusion Eng. Des. 2005. V. 74. P. 319.
7. *Bernard J.-M., Mollard P., Bruno V. et al.* // Fusion Eng. Des. 2017. V. 123. P. 217.
8. *Monakhov I., Graham M., Blackman T.* // AIP Conf. Proc. 2009. 1187. P. 205; https://doi.org/10.1063/1.3273729
9. *Monakhov I., Graham M., Blackman T. et al.* // Nuclear Fusion. 2013. V. 53. 083813.
10. *Qin C.M., Zhao Y.P., Zhao Y. Z., Din J.Y., Wang P., Pan Y.P. et al.* // Plasma Sci. Technol. 2003. P. 1779.
11. *Saito K., Kumazawa K., Takahashi T., Yokota M., Takeuchi H., Mutah T. et al.* // Fusion Eng. Design. 2006. V. 81. P. 2837.
12. *Lin Y., Binu A., Wukitch S.J.* // Fusion Eng. Design. 2009. V. 84. P. 33.
13. *Lin Y., Binu A., Wukitch S.J., Koert P., Murray R., Pfeiffer A.* // Fusion Eng. Design. 2015. V. 100. P. 239.
14. *Chen, Zhao G.Y., Mao Y., Yuan S., Zheng G., Zheng F., et al.* // Fusion Sci. Tech. 2012. V. 61. P. 301.
15. *Wang S.J., Hong B.G.* // J. Kor. Phys. Soc. 2006. 49. S302-S304.
16. *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.И., Денисов Г.Г.* // Физика плазмы. 2021. № 11.
17. *Wukitch S.J., Garrett M.L., Ochoukov R., Terry J.L., Hubbard A., Labombard B., Lau C., Lin Y., Lipschultz B., Miller D. et al.* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. 056117.
18. *Wukitch S.J, Brunner D., Ennever P., Garrett M.L., Hubbard A., Labombard B., Lau C., Lin Y., Lipschultz B., D. Miller D., Ochoukov R., Porkolab M., Reinke M.L., Terry J.L. et al.* // AIP Conference Proccedings. 2014. 1580. 73. P. 73.
19. *Bobkov V., Braun F., Dux R., Herrmann A., Faugel H., FÜnfgelder H., Kallenbah A., Neu R., Noterdaeme J.-M., Ochoukov R. et al.* // Nucl. Fusion. 2016. V. 56 (8). 08400.
20. *Bobkov V., Aguiam D., Baruzzo M. et al.* // Nucl. Mater. and Energy. 2017. V. 12. P. 1194.
21. *Bobkov V., Bilato R., Colas L. et al.* // EPJ Web of Conferences. 2017. 157. 03005.
22. *Liu F.K., Zhao Y.P., Shan J.F. et al.* // EPJ Web of Conferences. 2017. 157. 02010.