

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

На правах рукописи

Кирамов Дмитрий Ильдарович

**РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ
СМЕЩЕНИЙ ПЛАЗМЫ И ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ НАГРУЗОК
ПРИ СРЫВАХ РАЗРЯДА В ТОКАМАКЕ**

01.04.08 – физика плазмы

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Автор:



Москва – 2019

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Научный руководитель: профессор,
доктор физико-математических наук,
Пустовитов Владимир Дмитриевич

Официальные оппоненты:

Зайцев Федор Сергеевич
профессор, доктор физико-математических наук

МГУ имени М.В. Ломоносова,
факультет вычислительной
математики и кибернетики,
профессор кафедры
автоматизации научных
исследований.

Романиков Александр Николаевич
доктор физико-математических наук

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»,
советник генерального
директора по научной
деятельности.

Мартынов Александр Александрович
кандидат физико-математических наук

ИПМ имени М.В. Келдыша
РАН,
старший научный сотрудник
отдела № 3.

Защита состоится «26» июня 2019 г. в 15 часов 00 минут на заседании диссертационного совета МИФИ.01.04 федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте <https://ds.mephi.ru> федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Автореферат разослан «___» мая 2019 года.

Учёный секретарь
диссертационного совета МИФИ.01.04



/Степаненко А.А./

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертационная работа посвящена теоретическому исследованию вертикальных смещений плазмы и электромеханических нагрузок при срывах разряда в токамаке.

АКТУАЛЬНОСТЬ ТЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЙ.

Теоретическое описание динамики вертикального движения плазмы и электромеханических нагрузок при срывах разряда в токамаке *необходимо* для создания эффективных стратегий экстренного гашения плазменного разряда [1, 2]. Срыв разряда является сложным явлением, в развитии которого можно выделить две основных фазы — резкое уменьшение тепловой энергии плазмы на временах порядка 1-2 мс [1] (тепловой срыв) и спад тока разряда (срыв тока) на временах от десятка до сотни миллисекунд [1, 3, 4]. Срывы разряда на современных установках нельзя отнести к явлениям редким [1, 5, 6]. Количество срывов разряда в токамаке JET (2005—2007 гг.) составляет 6% от полного числа разрядов [6]. Следует отметить, что до недавнего времени изучение срывов *не имело столь высокий приоритет* среди прочих задач физики токамаков. Исключением стал самый крупный из ныне существующих токамаков – токамак JET, где электромеханические и тепловые нагрузки на стенку вакуумной камеры при срывах уже сейчас *являются серьёзной проблемой* [7-9]. Экстраполяция величин тепловых и электромеханических нагрузок при срывах от современных токамаков на токамак ИТЭР делает *актуальными* проблемы теоретического исследования вертикальных смещений плазмы и электромеханических нагрузок при срывах разряда в токамаке ИТЭР. Действительно, ток разряда в токамаке ИТЭР будет превышать значение тока разряда в токамаке JET в 7-15 раз [1], температура плазмы – в 3-4 раза [1], увеличивая тем самым величины нагрузок во время срыва, которые пропорциональны запасённой магнитной и тепловой энергии плазмы. Кроме того, работа в наиболее напряжённых операционных режимах строящегося в настоящее время токамака ИТЭР в большей степени по сравнению с современными установками будет подвержена опасности возникновения срывов разряда, поскольку одной из основных целей создания установки ИТЭР является достижение значений коэффициента выделяемой термоядерной мощности $Q_{DT} = 10$. Это будет возможно лишь при параметрах плазмы (давление, плотность, тороидальный ток) близких

к их критическим значениям, превышение которых может привести к неустойчивости плазмы и срыву разряда [1, 2].

Исследованию срывов посвящено, без преувеличения, огромное число как экспериментальных, так и теоретических работ [1]. Тем не менее, всё ещё *существует значительная неопределённость* в выборе подходов к составлению стратегий смягчения негативных последствий срывов в токамаке ИТЭР. Непосредственное применение развитых методов гашения разряда, используемых на современных установках, для токамака ИТЭР не является эффективным, так как параметры плазмы токамака ИТЭР (ток, давление, плотность) значительно превышают параметры плазмы современных токамаков. Помимо этого, конструкционные особенности токамака ИТЭР [1, 10, 11] значительно отличаются от большинства современных установок. Непосредственное применение результатов современных трёх- или двухмерных МГД кодов [12, 13] должно сопровождаться использованием результатов простых аналитических моделей срыва разряда, так как любые численные расчёты охватывают лишь *конечную область* операционного пространства установки. Кроме того, выявление важных для составления системы экстренного гашения разряда закономерностей из большого количества данных, производимых этими кодами, является трудной задачей. Таким образом, *существует явная необходимость* в поиске аналитических закономерностей движения плазмы во время срыва.

Одним из способов смягчения последствий теплового срыва является напуск примеси в виде криогенных таблеток [14] или в виде струи газа [15]. Инжектируемая примесь позволяет переизлучить тепловую энергию плазмы, перераспределяя её относительно равномерно [15] по первой стенке и дивертору, значительно (до температур порядка 10 эВ [1]) охлаждая плазму. Оба способа показали свою эффективность в ряде экспериментов на различных современных установках [5, 14, 16]. В рамках данной диссертационной работы найденные аналитические решения и созданные модели срыва тока разряда будут, помимо всего прочего, применяться для обсуждения возможных требований к системе экстренного гашения разряда посредством напуска примеси в токамаке ИТЭР. Как отмечалось ранее, перенос требований к системе гашения разряда с современных установок [5, 14, 16] на токамак ИТЭР сопряжён со *значительной неопределённостью*. Различные авторы [2, 17, 18] предлагают различные варианты реализации такой системы. Найденные в рамках

данной работы аналитические закономерности движения плазмы во время срывов позволяют оценить возможность применимости данных концепций к токамаку ИТЭР. Так, в работе [2] среди прочих «жестких» ограничений к системе экстренного гашения разряда можно выделить:

- гашение тока разряда должно происходить достаточно быстро, чтобы плазма не успевала «дрейфовать» в первую стенку, вызывая тем самым дополнительные вертикальные нагрузки на стенку вакуумной камеры и тепловые нагрузки в точке касания;
- значение тока убегающих электронов не должно превышать 2 МА в момент качания плазмой стенки.

Ток в холодной плазме (плазме после экстренного запуска примеси) начинает затухать, индуктивно перебрасываясь на стенку, на резистивных временах τ_p . Характерное резистивное время плазмы получается из размерностных соображений $\tau_p \propto a^2/D_M$, где a – характерный поперечный размер плазмы, а $D_M = \eta c^2/4\pi$ – коэффициент диффузии магнитного поля. Простая оценка для токамака ИТЭР (в предположении наличия спитцеровской проводимости) даёт величину резистивного времени плазмы порядка сотни миллисекунд для электронной температуры порядка 10 эВ. Величина резистивного времени вакуумной камеры на современных установках пробегает широкий спектр значений (2.5-10 мс) [19], зависящий от материала и конструктивных особенностей вакуумных камер. Некоторые конкретные значения стеночного резистивного времени можно найти в работе [19]. Для токамака ИТЭР, по данным работ [19, 20], $\tau_w = 150 - 500$ мс. Таким образом, для стадии срыва тока токамака ИТЭР справедливо $\tau_w > \tau_p$. В пределе $\tau_w \gg \tau_p$ в рамках данной диссертации найдена функциональная зависимость между затухающим током холодной плазмы и вертикальным положением плазменного шнура. Простой анализ данной зависимости позволяет, в частности, дать адекватную оценку возможности реализации концепции работы [2] и, в целом, служит удобным инструментом для оценки возможностей системы экстренного гашения разряда в токамаке ИТЭР.

Теоретическое описание динамики вертикального движения плазмы во время срыва разряда *необходимо* для оценки энергии, выносимой пучком убегающих электронов (УЭ) на первую стенку. Неконтролируемое движение плазмы во время срывов приводит плазменный шнур в контакт с первой стенкой или дивертором токамака, что ставит под угрозу целостность материалов первой стенки. Результаты численных расчётов указывают на то, что

самосогласованный *учёт вертикального движения* пучка убегающих электронов (УЭ) является *необходимым условием* составления адекватных оценок энергии, которую пучок выносит на первую стенку токамака [21-24]. Так в работах [21-25] рассматривалась задача о перекачке магнитной энергии тока УЭ в их кинетическую энергию. В работе [21] было показано, что вторичная инжекция газа при экстренном гашении разряда ускоряет смещение плазмы по вертикали, тем самым увеличивает индуцированное электрическое поле и обеспечивает значительную регенерацию популяции УЭ. Полная кинетическая энергия электронного пучка, попавшая на стенку, на один порядок выше [21], чем его начальная (до касания стенки) кинетическая энергия. Таким образом, *динамика вертикального движения* пучка УЭ в значительной степени *определяет величину кинетической энергии УЭ*, выносимой на стенку.

Необходимость представляет исследование сил, действующих на стенку вакуумной камеры во время срыва. Нагрузки на стенку вакуумной камеры при срывах являются серьезной проблемой для токамака JET [7-9]. Уменьшение этих сил – неотложная задача, которую необходимо решить, чтобы гарантировать целостность проводящих компонентов конструкции токамака ИТЭР [26]. Недавние численные исследования [27, 28] указывают на то, что две еще неисследованные области требуют детального анализа. Первая это возбуждение сильных полоидальных токов в стенке при срыве тока [27]. Вторая – генерация значительных сил на стенку при тепловом срыве [28]. До недавнего времени [29, 30], существенность вклада теплового срыва и полоидальных токов в стенке в электромеханическую нагрузку на стенку вакуумной камеры *ставилась под вопрос* [31]. Аналитически *было подтверждено*, что оба эффекта могут сильно повлиять на величину интегральных сил [29]. Продолжением этого анализа послужила работа [30], в которой были найдены локальные распределения силы. В работе [32] численно был продемонстрирован *значительный вклад полоидальных токов* в стенке в результирующую. Результаты [29, 30, 32] указывают на то, что численные модели, не учитывающие полоидальных токов в стенке, не способны адекватно предсказывать как локальное распределение сил на стенку камеры, так и их интегральные значения.

Исследование динамики вертикальных смещений плазмы и анализ электромеханических нагрузок на стенку вакуумной камеры, возникающих во время срывов тепла и тока, *являются актуальными*

для улучшения теоретического понимания физики срывов и создания эффективных стратегий экстренного гашения разряда в токамаке ИТЭР. Теоретическому исследованию этих аспектов физики срывов посвящена данная диссертация.

ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ.

Основной целью настоящего диссертационного исследования является теоретическое изучение вертикальной неустойчивости холодной плазмы и электромеханических нагрузок на стенку вакуумной камеры во время срыва тока в токамаке.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Построение одномерной модели движения плазмы во время срыва тока в пределе идеальной проводимости стенки вакуумной камеры.
2. Построение двумерной модели движения холодной плазмы во время срыва тока, рассматривающей смещение плазмы в процессе затухания плазменного тока как медленное изменение бессилового равновесного состояния плазмы.
3. Анализ необходимости учёта полоидальных токов в стенке вакуумной камеры при вычислении сил, вызванных срывом в токамаке.
4. Поиск профиля и интегрального значения электромеханической силы, действующей на стенку вакуумной камеры во время срыва тока в токамаке.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА. В пределе идеальной проводимости стенки в рамках модели трёх проводников *впервые* была найдена зависимость между током плазмы и её положением в произвольный момент времени. Было показано, что бессиловая природа движения холодной плазмы во время срыва тока ведёт к её адиабатическому смещению по вертикали. *Впервые* аналитически было продемонстрировано наличие пороговой неустойчивости вертикального движения плазменного проводника в модели трёх проводников в пределе идеальной стенки.

В рамках диссертационной работы *была создана новая двумерная модель* движения холодной плазмы во время срыва тока, рассматривающая смещение плазмы в процессе затухания тока плазмы как медленное изменение бессилового равновесного состояния. В

рамках *новой* двумерной модели *было найдено* поле скорости плазмы при её вертикальном движении. Численно *найденно* локальное распределение сил на стенку камеры во время срыва тока, которое качественно согласуется с результатами аналитических вычислений диссертационной работы. Численная реализация *созданной двумерной модели срыва тока в токамаке* позволила *продемонстрировать* значительность вклада полоидальных стеночных токов в результирующую силу, действующую на стенку вакуумной камеры во время срыва.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ.

Представленная диссертационная работа позволяет глубже понять особенности движения плазмы во время срыва тока, указывая на её адиабатическую природу. Развитый в диссертационном исследовании подход, основанный на бессиловом ограничении, представляет собой простой и удобный инструмент для обсуждения возможности реализации эффективных стратегий экстренного гашения плазменного разряда в токамаке ИТЭР. Найденный численный профиль силы, действующей на стенку вакуумной камеры при срыве разряда, необходим для оценок целостности вакуумной камеры и первой стенки токамака ИТЭР по отношению к электромеханическим нагрузкам во время срыва.

ПОЛОЖЕНИЯ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ:

1. Зависимость между током плазмы и её вертикальным положением в пределе идеальной проводимости стенки вакуумной камеры, полученная в рамках созданной модели трёх проводников.
2. Пороговая неустойчивость вертикального движения плазменного проводника, полученная в рамках созданной модели трёх проводников.
3. Двумерная модель движения плазмы во время срыва тока в пределе идеальной проводимости стенки вакуумной камеры, рассматривающая смещение плазмы в процессе затухания плазменного тока как медленное изменение бессилового равновесного состояния плазмы.
4. Численное обоснование необходимости учёта полоидальных токов в стенке вакуумной камеры при описании срыва тока в токамаке. Расчёт профиля и интегрального значения

электромеханической силы, действующей на стенку вакуумной камеры во время срыва тока в токамаке.

ДОСТОВЕРНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ.

Обоснованность результатов работы обусловлена использованием общепризнанно надёжных уравнений Максвелла и МГД, регулярных математических методов, и подтверждена согласием с результатами экспериментов, аналитических работ других авторов и данными кодов ДИНА и JOREK.

АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ. Основные результаты диссертации докладывались автором на следующих конференциях:

- The Sherwood Fusion Theory Conference, Auburn, AL - USA, 2018;
- The Sherwood Fusion Theory Conference, Annapolis, MD – USA, 2017;
- 43rd European Physical Society Conference on Plasma Physics, Leuven, Belgium, 2016;
- IPP Summer University for Plasma Physics and Fusion Research, Greifswald, Germany, 2015;
- 2nd Summer School on the Physics of Plasma-Surface Interactions, Moscow, Russia, 2016;
- International III Summer School on the Physics of Plasma-Surface Interactions, Moscow, Russia, 2018;

ПУБЛИКАЦИИ. Материалы диссертации опубликованы в 3 статьях в журналах, индексируемых в международных базах SCOPUS и Web of Science, 3 из которых входят в список ВАК.

ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА. Основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы.

Автор нашёл зависимость между током холодной плазмы и её положением в произвольный момент времени в рамках модели трёх проводников. Автором был произведён анализ вертикального движения холодной плазмы в пределе идеальной проводимости стенки во время срыва тока в токамаке на наличие пороговой неустойчивости вертикального движения плазменного проводника.

Двумерная модель движения холодной плазмы во время срыва тока, рассматривающая смещение плазмы в процессе диссипативной эволюции как медленное изменение бессилового равновесного состояния, была построена лично автором.

Аналитическое вычисление профиля силы, вызванной срывом разряда, было произведено автором совместно с научным руководителем. Все аналитические и численные вычисления, которые легли в основу одномерной модели трёх проводников и двумерной модели срыва тока в токамаке, были произведены Кирамовым Д.И.

СТРУКТУРА И ОБЪЁМ ДИССЕРТАЦИИ. Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, и библиографии. Общий объём диссертации составляет 106 страниц, включая 26 рисунков и 2 таблицы. Библиография включает 97 наименований на 10 страницах.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Первая глава посвящена проблеме теоретического описания вертикального движения плазмы во время срыва тока в пределе идеальной проводимости стенки вакуумной камеры. Главной целью, определившей содержание и характер первой главы, было создание *одномерной аналитической* модели движения плазмы во время срыва тока, учитывающей бессиловой характер движения плазмы во время срыва в токамаке и идеальность проводимости стенки вакуумной камеры.

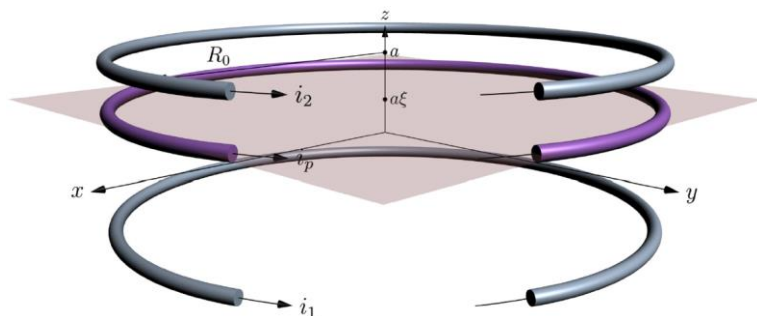


Рисунок 1. Схематическое изображение плазменного (i_p), первого (i_1) и второго (i_2) стеночных проводников.

В разделе 1.1 обсуждается постановка задачи. Рассматривается система, состоящая из трёх тонких коаксиальных круговых проводников фиксированного радиуса R_0 (см. Рисунок 1). Расстояние $2a$ между неподвижными стеночными проводниками (серые проводники на Рисунке 1) *предполагается* намного меньшим, чем их радиус R_0 . Токи i_1 и i_2 в стеночных проводниках моделируют токи в проводящей стенке вакуумной камеры. Центральный проводник (тороидальный плазменный проводник с током i_p) может перемещаться вдоль вертикальной оси. *Предполагается*, что оба стеночных проводника имеют одинаковое сопротивление R_w и коэффициент самоиндукции L_w . Сопротивление плазменного проводника составляет R_p , а его коэффициент самоиндукции L_p .

Модель трёх проводников сводит задачу о вертикальном движении плазмы во время срыва тока к совместному решению системы уравнений цепи (1)

$$\begin{aligned}
 L_w \frac{d}{dt} i_1 + L_{12} \frac{d}{dt} i_2 + L_{wp} \frac{d}{dt} [1 - \beta \ln(1 + \xi)] i_p &= -R_w i_1, \\
 L_{12} \frac{d}{dt} i_1 + L_w \frac{d}{dt} i_2 + L_{wp} \frac{d}{dt} [1 - \beta \ln(1 - \xi)] i_p &= -R_w i_2, \\
 L_{wp} \frac{d}{dt} [1 - \beta \ln(1 + \xi)] (i_1 + i_e) + L_{wp} \frac{d}{dt} [1 - \beta \ln(1 - \xi)] (i_2 + i_e) \\
 + L_p \frac{di_p}{dt} &= -R_p i_p,
 \end{aligned} \tag{1}$$

и уравнения движения плазменного проводника, которое в предположении о равенстве нулю модуля полной силы, действующей на плазменный проводник, сводится к

$$F_A = 0, \tag{2}$$

где F_A – сила Ампера, действующая на центральный проводник со стороны всех внешних проводников. Справедливость уравнения (2) подробно обсуждается в [разделе 1.1](#). При выводе (1) мы использовали известные выражения для коэффициентов само- и взаимной индукции кольцевых петель с током, в которых L_{12} , L_{wp} – характерные величины коэффициентов взаимной индукции первого и второго стеночных проводников и, соответственно, стеночных проводников и плазменного проводника, $\beta = (\ln[8R_0/a] - 2)^{-1}$, $\xi = z/a$ – безразмерное вертикальное смещение плазменного проводника. В уравнении (1) фигурируют внешние постоянные токи i_e . Два проводника с токами i_e описывают наличие внешнего магнитного поля, необходимого для создания диверторной конфигурации токамака.

Равенство нулю полной силы Ампера (2), действующей на плазменный проводник, позволяет найти связь между смещением плазменного проводника ξ и величинами токов во внешних проводниках в произвольный момент времени:

$$\xi = \frac{i_1 - i_2}{i_1 + i_2 + 2i_e}. \quad (3)$$

Аналитическая часть первой главы будет посвящена решению системы уравнений (1) с учётом бессилового ограничения (3).

В разделе 1.2 производится переход к *пределу идеальной стенки* в системе уравнений (1, 3). По отношению к уравнениям (1) данный переход заключается в пренебрежении членами содержащими R_w (малый параметр – $R_w/R_p = \tau_p/\tau_w \approx 1/3$ для токамака ИТЭР). В пределе идеальной проводимости стенки вакуумной камеры можно проинтегрировать первые два уравнения (1) и получить связь между токами в стеночных проводниках и током плазмы. В разделе 1.2 в качестве динамических переменных вместо токов i_1 и i_2 были выбраны их линейные комбинации $q = i_1 + i_2$ и $p = i_1 - i_2$. Основным результатом раздела 1.2 – вычисление двух интегралов движения системы (1) в пределе идеальной проводимости стенки.

В разделе 1.3 найденные в разделе 1.2 интегралы движения системы (1) и уравнение равновесия плазменного проводника (3) были использованы для построения связи между током плазмы и вертикальным положением плазмы в произвольный момент времени. Найденная связь имеет следующее выражение:

$$i_p = -2 \frac{i_e(L_w - L_{12})[\xi(t) - \xi(0)] + i_p(0)L_{wp}[\beta\xi(0) + L\xi(t)]}{L_{wp}(l_1(\xi) - L\xi l_2(\xi))}, \quad (4)$$

где мы ввели обозначения:

$$\begin{aligned} l_1(\xi) &= \beta \ln \frac{1 - \xi}{1 + \xi}, \\ l_2(\xi) &= 2 - \beta \ln[1 - \xi^2], \\ L &= \frac{L_w - L_{12}}{L_w + L_{12}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Далее, в разделе 1.3 была продемонстрирована монотонность связи (4):

$$\begin{cases} \frac{di_p}{d\xi} < 0, & \xi > 0; \\ \frac{di_p}{d\xi} > 0, & \xi < 0; \\ \frac{di_p}{d\xi} = 0, & \xi = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Таким образом, затухание тока в плазменном проводнике вызывает рост вертикальной координаты плазменного проводника по модулю. Это относительно медленное бессиловое изменение вертикального смещения предполагает, что плазменный проводник остается устойчивым относительно малых возмущений положения. Возможно, однако, что медленная бессиловая эволюция плазменного проводника может стать неустойчивой в какой-то момент времени и вызвать гораздо более быстрое движение.

В разделе 1.4 была продемонстрирована возможность возникновения неустойчивости движения плазменного проводника в рамках модели трёх проводников. Было найдено выражение для возмущения силы Ампера, действующей на плазменный проводник:

$$\delta F = \frac{C_A i_p^2}{1 - \xi^2} \left[\frac{\Delta_N}{\Delta_D} + \frac{q + 2i_e}{i_p} \right] \delta \xi, \quad (7)$$

где C_A – постоянная величина, Δ_N и Δ_D – функции, зависящие от вертикального положения плазменного проводника ξ . Неустойчивость движения возникает, если знак возмущения силы совпадает со знаком возмущения смещения $\delta \xi$. Второй член в квадратных скобках является дестабилизирующим, так как его знак всегда положителен. Влияние этого дестабилизирующего члена возрастает в процессе затухания тока плазмы, так как полный ток в стеночных проводниках q растёт за счёт индукции, в то время как ток в плазменном проводнике i_p спадает. Далее, в разделе 1.4 был произведён анализ влияния первого члена в квадратных скобках (7) на устойчивость. Было показано, что при малых смещениях плазменного проводника его влияние является стабилизирующим, и величина Δ_N/Δ_D (~ 0) превосходит величину второго члена в квадратных скобках (7) по модулю. Однако, Δ_D меняет свой знак от положительного значения при малых ξ к отрицательному, в то время как величина Δ_N отрицательна при любых значениях аргумента. Это изменение приводит к резкому переходу от бессилового движения плазменного проводника к неустойчивости.

В разделе 1.5 было найдено численное решение системы (1, 3) с учётом тока убегающих электронов. Как видно из Рисунка 2, движение плазмы становится неустойчивым, как только плазменный проводник проходит половину расстояния между центральной плоскостью и плоскостью, в которой находится верхний стеночный проводник. Пунктирная кривая на правом графике Рисунка 2 показывает, что численные результаты хорошо согласуются с аналитическим соотношением (4).

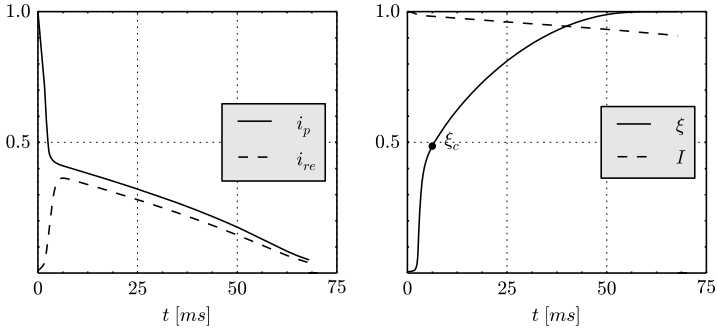


Рисунок 2. Численное решение уравнений (1) и (3) с учётом тока убегающих электронов. Случай экстренного запуска аргона $n_{Ar} = 3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ в горячую плазму токамака ИТЭР. Левый график: временная эволюция тока плазмы (i_p) и тока убегающих электронов (i_{re}). Правый график: временная эволюция вертикального смещения плазмы (ξ), отношение плазменного тока, вычисленного согласно аналитическому решению (4), к численному значению тока плазмы (I) и критическое значение нормированного смещения (ξ_c).

Помимо численного моделирования было произведено исследование результатов современных кодов, описывающих поведение плазмы во время срыва тока, на наличие универсальной связи между током плазмы и её вертикальным положением. Для подобного сравнения были выбраны коды ДИНА и JOREK. Рисунок 3 построен по базе данных кода ДИНА, включающей в себя срывы как с током убегающих электронов, так и чисто омические. На Рисунке 3 изображена зависимость вертикального положения плазмы z от мгновенного значения тороидального тока I . Сплошные кривые на Рисунке 3 изображают срывы с нулевой популяцией УЭ, в то время как пунктирные кривые соответствуют срывам со значительной популяцией УЭ. Нетрудно заметить, что кривые, каждая из которых соответствует отдельному срыву, сгущаются в левом нижнем углу Рисунка 3, тем самым качественно подтверждая аналитический результат (4).

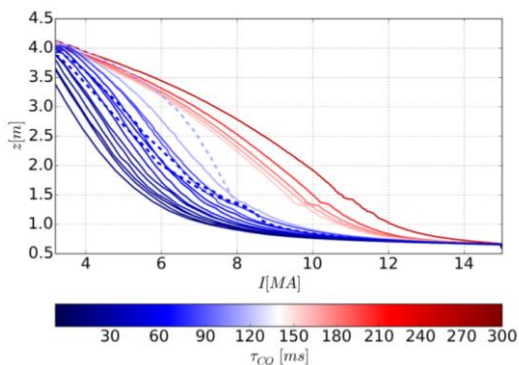


Рисунок 3. Результаты расчёта кода ДИНА. Вертикальное положение плазмы в зависимости от тока плазмы. Цвета соответствуют длительности затухания тока (красный – время спада плазменного тока имеет тот же порядок, что и резистивное время стенки токамака ИТЭР, синий – время спада плазменного тока намного короче, чем резистивное время стенки токамака ИТЭР).

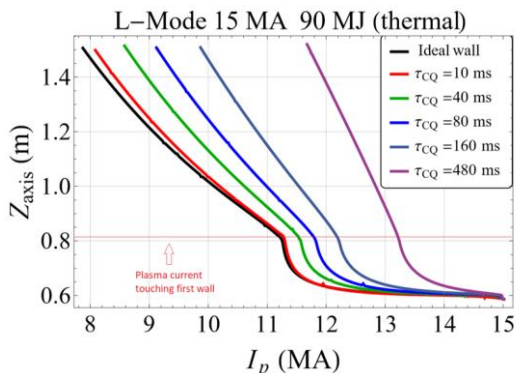


Рисунок 4. Результаты кода JOREK. Вертикальное положение плазмы в зависимости от тока плазмы. Цвета соответствуют длительности спада тока.

Другим численным подтверждением аналитической зависимости (4) могут служить результаты трёхмерного МГД кода JOREK, изображённые на Рисунке 4. Рисунок 4 построен по базе данных кода JOREK, включающей в себя чисто омические срывы. На Рисунке 4 изображена зависимость вертикального положения плазмы Z_{axis} от мгновенного значения тороидального тока I_p . Рисунок 4

содержит предел идеальной стенки – чёрную кривую, наглядно демонстрируя тенденцию стремления зависимости тока плазмы от её вертикального положения к пределу идеальной стенки при увеличении скорости спада тока плазмы.

В разделе 1.6 был приведён пример экспериментального подтверждения зависимости (4) в пределе идеальной проводимости стенки вакуумной камеры. Для анализа были выбраны данные трёх срывов в токамаке ALCATOR C-MOD [33] (см. Рисунок 5).

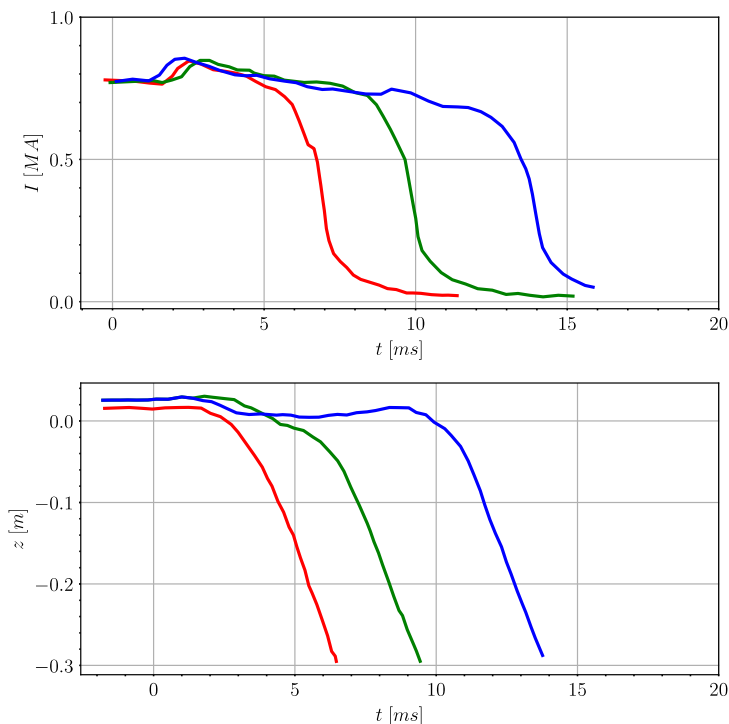


Рисунок 5. Данные экспериментов ALCATOR C-MOD [33]. Верхний график – временная зависимость тока плазмы во время срыва; нижний график – временная зависимость вертикального положения плазмы.

Непосредственным подтверждением (4) может послужить экспериментальная зависимость вертикального положения плазменного шнура от тока плазмы (Рисунок 6). Так, например, срывы разряда с характерными временами затухания тока плазмы различающимися в два раза (красная и зелёная кривые) имеют

практически совпадающие зависимости вертикального положения плазменного шнура от тока плазмы. Длительность срыва, соответствующего синей кривой, составляет порядка 15 мс, что практически совпадает с резистивным временем стенки. Тем не менее, $z(I)$ синей кривой отличается от красной и зелёной кривых (более короткие длительности срыва тока) незначительно, особенно при малых токах плазмы.

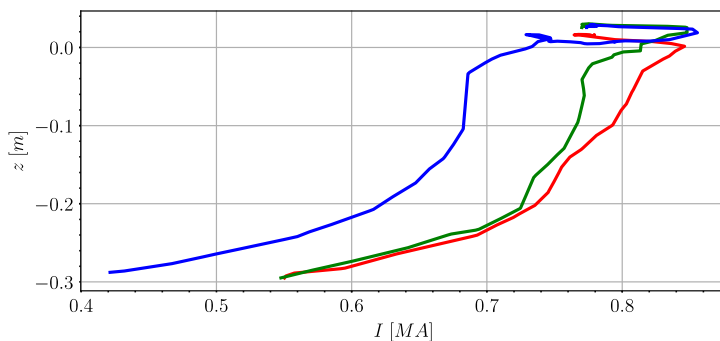


Рисунок 6. Данные экспериментов ALCATOR C-MOD [36]. Зависимость вертикального положения плазменного шнура от тока плазмы. Цвета совпадают с Рисунком 5.

Далее, мы перечислим основные результаты первой главы.

В рамках созданной модели трёх проводников во время срыва тока в токамаке найдена зависимость (4) между током плазмы и её вертикальным положением в пределе идеальной проводимости стеночных проводников. Было найдено численное (результаты численного эксперимента, результаты кодов ДИНА и JOREK) и экспериментальное (результаты экспериментов токамака ALCATOR C-MOD) подтверждение этой зависимости. Существование зависимости (4) указывает на невозможность снижения тока плазмы или тока УЭ в момент касания плазмой стенки путём увеличения количества инжектируемой примеси.

В рамках созданной модели трёх проводников во время срыва тока в токамаке найдена пороговая неустойчивость вертикального движения плазменного проводника в пределе идеальной проводимости стеночных проводников.

Все результаты первой главы могут быть использованы для обсуждения требований к составлению эффективной системы экстренного гашения плазменного разряда в токамаке ИТЭР.

Вторая глава посвящена проблеме теоретического описания вертикального движения плазмы во время срыва тока в пределе идеальной проводимости стенки вакуумной камеры. Главной целью, определившей содержание и характер второй главы, было создание *двухмерной* модели движения плазмы во время срыва тока, учитывающей бессилового характер движения плазмы во время срыва в токамаке и идеальность проводимости стенки вакуумной камеры.

В разделе 2.1 обсуждается постановка задачи. На базе уравнений Максвелла и закона Ома в движущейся плазме в *предположении* аксиальной симметрии были выведены уравнения эволюции полоидального потока ψ и полоидального тока I плазмы:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial t} &= D r^2 \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \psi}{r^2} \right) - \mathbf{V} \cdot \nabla \psi, \\ \frac{\partial I}{\partial t} &= r^2 \nabla \cdot \left(\frac{D \nabla I - \mathbf{V} I}{r^2} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

где D – коэффициент диффузии магнитного поля, а r – расстояние до оси в цилиндрической системе координат. Коэффициент диффузии магнитного потока D в рамках данной постановки задачи имеет заданную функциональную зависимость от полоидального магнитного потока ψ в области, где находится плазма $D_p(\psi)$. Внутри стенки вакуумной камеры и в вакууме коэффициент магнитной диффузии имеет фиксированные предписанные значения D_w и D_v , соответственно (Рисунок 7).

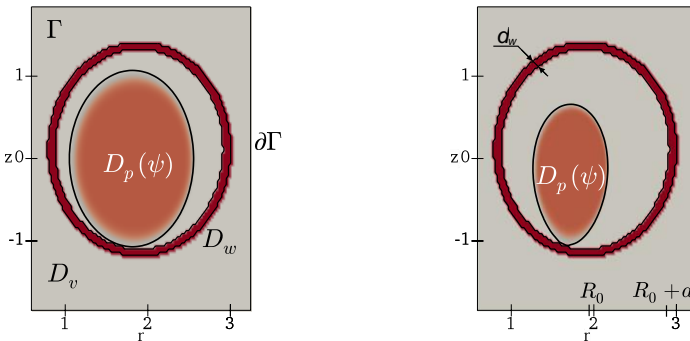


Рисунок 7. Вычислительная область Γ с ее прямоугольной границей $\partial\Gamma$. Левый рисунок: серая область представляет вакуум и имеет постоянное значение коэффициента диффузии магнитного поля D_v . Темная однородно окрашенная область между двумя коаксиальными эллипсами малых осей a и $a + d_w$ представляет стенку и имеет постоянный коэффициент диффузии D_w . Область внутри чёрной

толстой кривой представляет плазму и имеет коэффициент диффузии магнитного поля $D_p(\psi)$. Правый рисунок: коэффициент диффузии магнитного поля смещённой плазмы.

Предполагается, что плазма находится только внутри последней замкнутой магнитной поверхности, касающейся стенки вакуумной камеры не пересекая её. Заметим, что коэффициент магнитной диффузии изменяется во времени самосогласованно с уравнениями (8), поскольку во время срыва тока последняя замкнутая магнитная поверхность эволюционирует, изменяя область определения кусочно-заданной функции D .

Для замыкания системы уравнений (8) было введено уравнение уравнение Грэда – Шафранова с нулевой температурой (*предполагается*, что температура мала во время срыва тока после экстренного напуска примеси):

$$r^2 \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \psi}{r^2} \right) = -I \frac{dI}{d\psi}. \quad (9)$$

Скорость плазмы будет находиться из условия разрешимости уравнений (8) по отношению к бессиловоу ограничению (9).

В разделе 2.2 обсуждаются начальные и граничные условия для уравнений (8, 9). В качестве начального условия на ψ , I и V выбирается равновесие плазмы с нулевой начальной скоростью, удовлетворяющее уравнению (9). На границе прямоугольной вычислительной области $\partial\Gamma$ (см. Рисунок 7) предполагается, что функции ψ и I не изменяют своего начального значения. Такое предположение применимо при условии идеальной проводимости стенки (малости D_w относительно D_p). Граничное условие для скорости плазмы тесно связано с определением коэффициента диффузии магнитного поля D и свойствами первой стенки. В наших расчетах мы предполагаем наличие идеально поглощающей стенки. Также предполагается, что в момент проникновения плазмы в область открытых магнитных поверхностей, плазма мгновенно втекает в стенку.

В разделе 2.3 обсуждается метод численного решения системы уравнений (8, 9) с граничными условиями, заданными в разделе 2.2. Разработанный метод самосогласованного решения уравнений диффузии магнитного поля и уравнения баланса сил с граничными условиями состоит из двух частей. В первую очередь, совершается временной шаг в уравнениях диффузии полоидального магнитного потока и тока (8), стартуя с начального равновесного состояния ψ_0, I_0 ,

заданного уравнением Грэда – Шафранова (9). Временной шаг в уравнениях диффузии магнитного поля (8) вызывает малые отклонения $\delta\psi_0$ и δI_0 полоидального магнитного потока ψ и полоидального тока I от их начальных значений ψ_0 и I_0 . Для возмущения магнитной силы, действующей на плазму, имеем:

$$\delta \mathbf{f}_0 = c^{-1} \mathbf{j}_0(\psi_0, I_0) \times \delta \mathbf{B}(\delta\psi_0, \delta I_0, \psi_0, I_0) + c^{-1} \delta \mathbf{j}(\delta\psi_0, \delta I_0, \psi_0, I_0) \times \mathbf{B}_0(\psi_0, I_0). \quad (10)$$

Чтобы скомпенсировать (10), была введена сила трения, которая действует на каждом этапе итерационной процедуры (11) (см. Рисунок 8):

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{i+1} &= \mathbf{V}_i + \delta \mathbf{V}_i, \\ \gamma \delta \mathbf{V}_i &= \delta \mathbf{f}_i(\delta\psi_i, \delta I_i, \psi_0, I_0, \mathbf{V}_i), \end{aligned} \quad (11)$$

где γ – релаксационный параметр, который определяет сходимость итерационной процедуры (11) и может регулироваться во время итераций, а \mathbf{V}_i – скорость плазмы на i -м шаге итерации.

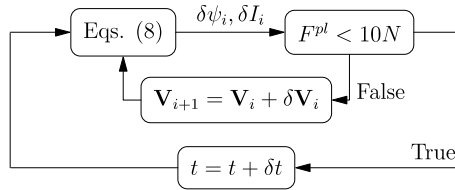


Рисунок 8. Численная схема решения уравнений (8, 9).

Итерационная процедура продолжается до тех пор, пока критерий сходимости (12) не будет удовлетворен.

$$\begin{aligned} \max(|F_z^{pl}|, |F_r^{pl}|) &< 10 [N] \\ \max(|f_r^{pl}|, |f_z^{pl}|) &< 10/V_p [N/m^3] \end{aligned} \quad (12)$$

В выражении (12) F_z^{pl} и F_r^{pl} – z и r компоненты интегральной силы, действующей на плазму, f_r^{pl} и f_z^{pl} – их локальные плотности, а V_p – объем плазмы. Отметим, что значение силы в (12) (~ 10 Н) значительно меньше, чем выражение $j_{tor} B_{pol} V_p$, которое составляет порядка $\sim 10^6$ Н для плазмы токамака ИТЭР.

В разделе 2.4 был проведён численный эксперимент по моделированию срыва тока для параметров плазмы токамака ИТЭР. На основе уравнений (8, 9) и итерационной процедуры (11) моделировалась холодная плазма после срыва тепла в токамаке ИТЭР. Найденные временные зависимости тока плазмы, тока в стенке,

вертикального положения плазмы и радиального положения плазмы представлены на Рисунке 9.

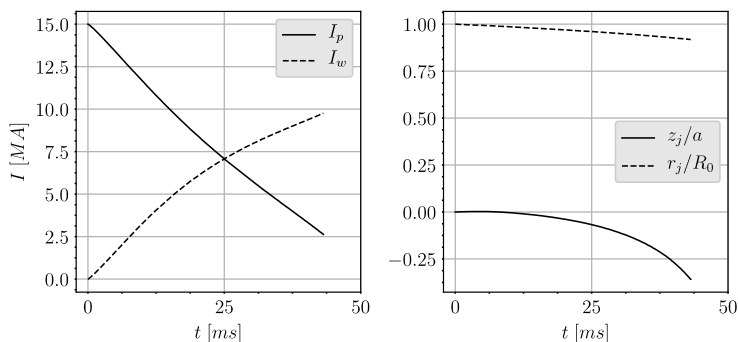


Рисунок 9. Стадия срыва тока в холодной плазме токамака ИТЭР. Левый график: временная зависимость плазменного (I_p) и стеночного (I_w) тороидальных токов. Правый график: временная эволюция r и z координат токового центра плазменного шнура.

Зависимость вертикальной координаты плазменного шнура от тока плазмы находится в качественном соответствии с основными выводами модели трёх проводников. Действительно, монотонный спад тока плазмы (левая часть Рисунка 9) приводит к монотонному изменению вертикального положения плазмы, что находится в полном соответствии с основным результатом первой главы – выражением (4). Количественное соответствие может быть достигнуто путём подбора коэффициентов индукции, входящих в выражение (4), которые несут информацию об особенностях геометрии конкретной задачи.

Помимо этого, было найдено численное распределение поля скорости плазмы и плотности тороидального тока в плазме и стенке. Характерная величина скорости плазмы во время вертикального движения составляет порядка a/τ_p , где a – характерный размер установки.

В [разделе 2.5](#) подробно обсуждается граничное условие для скорости плазмы. В отличие от большинства предыдущих исследований, мы не используем в качестве граничного условия

$$\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}_{wall} = 0 \quad (13)$$

где \mathbf{n}_{wall} – единичная внешняя нормаль к стенке. В разделе 2.5 было показано, что данное граничное условие может нарушаться даже при идеальной проводимости стенки, если линии магнитного поля изначально пересекают стенку вакуумной камеры.

Отметим, что только скорость плазмы перпендикулярная магнитному полю входит в уравнения диффузии полоидального магнитного потока и тока (8). Тем не менее, параллельная составляющая скорости плазмы все ещё влияет на рассматриваемую задачу. В предыдущих разделах мы задали область определения коэффициента диффузии магнитного поля плазмы $D_p(\psi)$ в качестве области внутри последней замкнутой поверхности полоидального потока, которая не пересекает стенку. Таким образом, мы сделали предположение о том, что плазма не может долгое время находиться на открытых поверхностях магнитного потока. Это означает, что, во-первых, стенка абсолютно поглощающая, а во-вторых,

$$2\pi R_0 q / V_{\parallel} \ll \tau_p. \quad (14)$$

Последнее означает, что время, за которое плазма втекает в стенку вдоль силовых линий, значительно меньше времени затухания тока плазмы.

В разделе 2.6 обсуждается справедливость предположения о постоянстве температуры холодной плазмы после экстренного напуска газа. Температура плазмы после срыва определяется из баланса мощности омического нагрева и мощности потерь на излучение примеси. Было показано, что из-за большого положительного значения производной по температуре плотности мощности потерь на излучение примеси в низкотемпературной области, равновесная температура плазмы уменьшается значительно медленнее, чем ток плазмы.

В разделе 2.7 аналитически было показано, что из системы уравнений (8) при условии идеальной проводимости стенки следует:

$$\delta I_w = -\delta I_p, \quad (15)$$

где δI_w – изменение тока в стенке во время срыва, а δI_p – изменение тока плазмы. Данный вывод хорошо согласуется с численными результатами раздела 2.4.

Далее, мы перечислим основные результаты второй главы.

Представленная во второй главе двухмерная модель описывает динамику холодной плазмы во время срыва тока в токамаке. Ключевым элементом данной модели является использование бессилового ограничения. Данная модель интерпретирует движение холодной плазмы во время срыва тока как необходимость,

поддерживающую плазму в бессиловом равновесии на фоне диссипации и перераспределения её магнитной энергии. Диффузия полоидального магнитного потока приводит изначально покоящуюся плазму в движение, проходящее через последовательность бессиловых равновесных состояний.

В рамках этой модели нормальная составляющая скорости плазмы на стенке не ограничена нулевым граничным условием. Напротив, периферийная плазма в процессе своего вертикального движения может свободно втекать в стенку. Данный предельный случай подразумевает, что время затухания тока плазмы значительно превышает характерное время, необходимое для того, чтобы плазма на открытых магнитных поверхностях могла свободно вытечь на первую стенку токамака. Кроме этого, первая стенка токамака предполагается абсолютно поглощающей.

Скорость плазмы возникает в рамках данной постановки задачи в качестве следствия бессилового ограничения. Следует отметить, что как амплитуда, так и направление скорости холодной плазмы, вычисленные в рамках модели второй главы, соответствуют предсказаниям одномерной модели первой главы данной диссертации.

Третья глава посвящена проблеме теоретического и численного описания электромеханических нагрузок на стенку вакуумной камеры, вызванных срывом тока. Главной целью, определившей содержание и характер третьей главы, является аналитическое вычисление профиля силы, действующей на стенку вакуумной камеры во время срыва, и численное обоснование необходимости учёта полоидальных токов в стенке вакуумной камеры при описании срыва тока в токамаке в рамках созданной во **второй главе** двумерной модели движения плазмы.

В **разделе 3.1** описывается постановка задачи. Представленный подход основан на уравнениях Максвелла и уравнении баланса сил, который требуется для равновесия плазмы в токамаке. Рассматриваются быстрые события, когда произведенное плазмой возмущение поля не проникает через стенку наружу из-за скин-эффекта в стенке. Аналитические выражения для локальных сил на стенке получены в рамках стандартной модели токамака с большим аспектным отношением. Здесь плазма рассматривается как аксиально-симметричный тороид, отделенный от стенки вакуумным промежутком. В такой системе нет гало токов. Тороидальные и полоидальные токи в стенке имеют индуктивный характер.

Вводится основной объект исследования – поверхностная плотность силы, вызванная изменением полоидального магнитного потока и полоидального тока на поверхности круглой стенки вакуумной камеры:

$$\mathbf{f} = (\delta p_m^\psi + \delta p_m^I) \mathbf{n}_w, \quad (16)$$

где \mathbf{n}_w – единичный вектор внешней нормали к стенке. Для давления полоидального магнитного потока имеем:

$$\delta p_m^\psi = \mu_0^{-1} \frac{\delta |\nabla \psi|^2}{8\pi^2 r^2}, \quad (17)$$

и для магнитного давления полоидального тока, соответственно, имеем:

$$\delta p_m^I = \mu_0 \frac{\delta I^2}{8\pi^2 r^2}. \quad (18)$$

Не трудно заметить, что δp_m^ψ задаёт вклад в полную силу от тороидальных токов, текущих по стенке, в то время как δp_m^I определяет вклад в магнитное давление от полоидальных стеночных токов. Таким образом, мы получили удобный инструмент для сравнительного анализа вклада тороидальных и полоидальных стеночных токов в результирующую и локальную силу, действующую на стенку вакуумной камеры во время срыва разряда в токамаке.

В разделе 3.2 приводятся аналитические выражения для полоидального магнитного потока и полоидального тока на поверхности стенки. Эти выражения необходимы для выражения (17) и (18) через параметры плазмы. Основные параметры плазмы (ток, давление, внутренняя индуктивность) входят в задачу через граничные условия, связывающие выражения для функций ψ и I внутри плазмы и в вакуумной зазоре между плазмой и стенкой. Граничные условия были введены в разделе 3.1.

В разделе 3.3, используя выражения для ψ и I из раздела 3.2, было найдено аналитическое распределение плотности электромеханической нагрузки, вызванной срывом. Для изменения магнитного давления полоидального магнитного потока на стенке вакуумной камеры, связанного со срывом тока и срывом тепла дано выражение:

$$\delta p_m^\psi = \delta p_{m0}^\psi + \delta p_{m1}^\psi \cos u, \quad (19)$$

где

$$\delta p_{m0}^{\psi} = \kappa^2 \delta \frac{B_I^2}{2\mu_0}, \quad (20)$$

а

$$\delta p_{m1}^{\psi} = -\epsilon_w \kappa^2 \delta \left(\frac{B_I^2 \ell_w}{2\mu_0} + 2\bar{p} - \frac{B_I^2}{\mu_0} \right). \quad (21)$$

В формулах (26, 27) $\kappa = b/b_w$, $\epsilon_w = b_w/R$ (см. Рисунок 12), $B_I = \mu_0 I / 2\pi b$, $\ell_w = l_i + 2 \ln(b_w/b)$, \bar{p} – среднее значение давления плазмы, u – полоидальный угол.

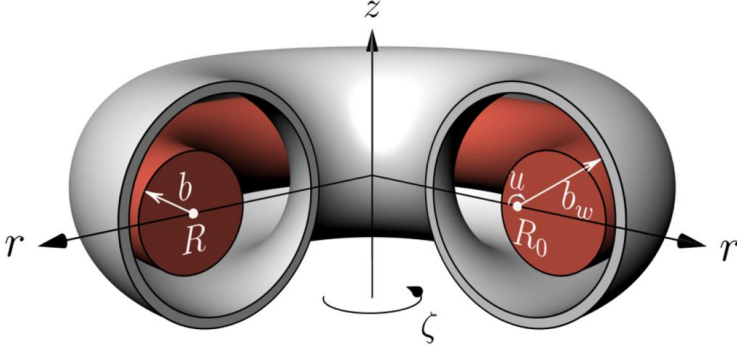


Рисунок 10. Схематическое изображение камеры токамака малого радиуса стенки b_w , большого радиуса стенки R_0 , малого радиуса плазмы b .

Для полной поверхностной плотности силы (которая включает вклады полоидальных и тороидальных стеночных токов), действующей на стенку вакуумной камеры во время срыва имеем:

$$\delta p = \delta p_{m0} + \delta p_{m1} \cos u, \quad (22)$$

где свободный член δp_{m0} имеет следующее выражение:

$$\delta p_{m0} = \kappa^2 \delta \bar{p}, \quad (23)$$

а член перед косинусом можно записать следующим образом:

$$\delta p_{m1} = -\epsilon_w \kappa^2 \delta \frac{B_I^2 \ell_w}{2\mu_0}. \quad (24)$$

Уже визуальное сравнение (19) и (22) указывает на то, что вклад тороидального поля (полоидальных токов в стенке) сопоставим вкладу полоидального магнитного поля (тороидальных токов в стенке). Действительно, выражение (19) имеют одинаковый порядок величины с выражением (22). Простой анализ этих выражений указывает на то, что существенные нагрузки на стенку вакуумной камеры могут

возникнуть уже на стадии срыва тепла. Данное утверждение особенно критично для токамака ИТЭР, так как величины $\delta\bar{p}$ и $\delta\frac{B_T^2\ell_w}{2\mu_0}$ в токамаке ИТЭР имеют близкое значение [1].

В разделе 3.4, используя двумерную модель **второй главы**, были произведены вычисления полной силы, действующей на стенку вакуумной камеры токамака во время срыва тока, и её локального распределения. На Рисунке 11 изображены графики временной зависимости r и z компонент интегральной и $F_{r,z}^\psi$ силы на стенку вакуумной камеры, где $F_{r,z}^\psi$ – часть силы, создаваемая только тороидальными токами в стенке. Анализ Рисунка 11 указывает на значительное расхождение величины полной силы $F_{r,z}$ и $F_{r,z}^\psi$. Действительно, величина радиальной составляющей полной силы (см. Рисунок 11) в 2 раза превосходит радиальную составляющую силы, создаваемой только тороидальными токами. Таким образом, учёт полоидальных токов в стенке *необходим* при расчёте сил, вызванных срывом разряда.

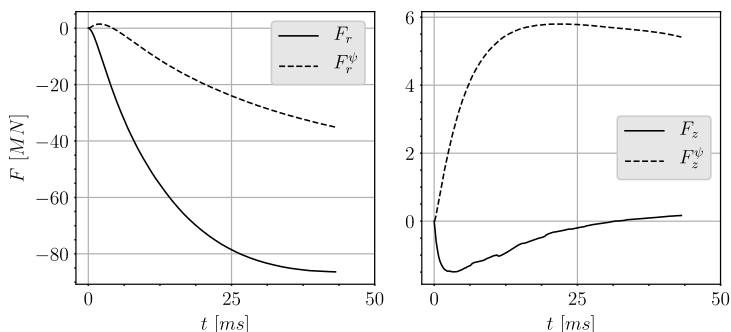


Рисунок 11. Временная эволюция r и z компонент интегральной и $F_{r,z}^\psi$ силы на стенку вакуумной камеры. Левый график: суммарная радиальная магнитная сила F_r (сплошная линия) и вклад тороидальных стеночных токов F_r^ψ (пунктирная линия). Правый график: суммарная вертикальная магнитная сила F_z (сплошная линия) и вклад тороидальных стеночных токов F_z^ψ (пунктирная линия).

Численные значения полной радиальной силы согласуются с аналитическими предсказаниями работы [34].

Помимо вычисления полной силы, в разделе 3.4 было произведено вычисление локального распределения сил по стенке вакуумной камеры во время срыва тока (см. Рисунок 6). Полученные распределения хорошо согласуются с аналитическими результатами раздела 3.3 (см (19), (22)). Анализ эпюр Рисунка 12 в очередной раз указывает на необходимость учёта полоидальных токов в стенке при расчёте сил, вызванных срывом тока.

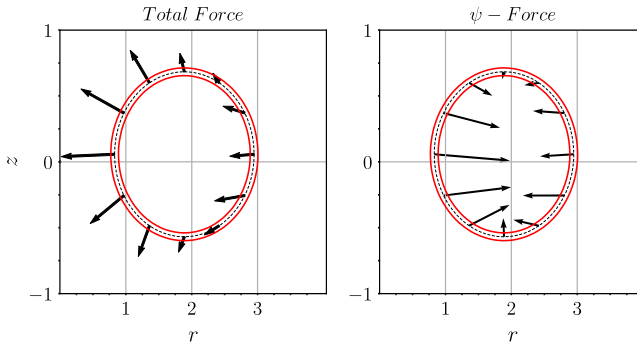


Рисунок 12. Полоидальное распределение поверхностной плотности электро-механической силы во время срыва тока. Левый график: распределение полной силы. Правый график: распределение силы, создаваемой только тороидальной составляющей тока в стенке. Вектора на левом и правом графике изображены в одном масштабе.

В третьей главе были представлены численные и аналитические вычисления электро-механической силы, действующей на стенку вакуумной камеры во время срыва в токамаке. Результаты аналитических расчётов указывают на то, что:

- Существенные нагрузки на стенку вакуумной камеры токамака могут появиться уже на этапе срыва тепла;
- Полоидальные стеночные токи вносят существенный вклад в силу, действующую на стенку вакуумной камеры токамака во время срыва.

Результаты аналитических вычислений были подкреплены численными расчётами, основанными на модели плазмы токамака, представленной во второй главе данной диссертации. Было найдено хорошее соответствие между профилем силы, возникающей во время срыва тока, вычисленной аналитически и численно. Интегральное

значение радиальной силы, полученное численно, согласуется с аналитическими вычислениями работы [34] для токамака ИТЭР.

Результаты расчётов численной модели указывают на необходимость учёта полоидальных стеночных токов при расчёте динамики срывов в токамаках и оценках нагрузок на стенку вакуумной камеры. Аналитические и численные эпюры поверхностной плотности силы, действующей на стенку вакуумной камеры во время срыва, изображены и наглядно исследованы. Наглядно (на примерах эпюр) была показана необходимость учёта полоидальных стеночных токов в оценке сил.

В заключении сформулированы основные выводы работы.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

- Найдена зависимость между током плазмы и её вертикальным положением в пределе идеальной проводимости стенки вакуумной камеры, полученная в рамках созданной модели трёх проводников.
- Обнаружена пороговая неустойчивость вертикального движения плазменного проводника, полученная в рамках созданной модели трёх проводников.
- Создана двумерная модель движения плазмы во время срыва тока в пределе идеальной проводимости стенки вакуумной камеры, рассматривающая смещение плазмы в процессе затухания плазменного тока как медленное изменение бессилового равновесного состояния плазмы.
- Приведено численное обоснование необходимости учёта полоидальных токов в стенке вакуумной камеры при описании срыва тока в токамаке. Произведён расчёт профиля и интегрального значения электромеханической силы, действующей на стенку вакуумной камеры во время срыва тока в токамаке.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации, индексируемые в базах Web of Science и Scopus

1. **D. I. Kiramov** and B. N. Breizman. Model of vertical plasma motion during the current quench // *Physics of Plasmas*. 2017. Vol. 24, № 10. P. 100702.
2. V.D. Pustovitov and **D.I. Kiramov**. Local and integral disruption forces on the tokamak wall // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2018. Vol. 60, № 4. P. 045011.
3. **D.I. Kiramov** and B.N. Breizman. Force-free motion of a cold plasma during the current quench // *Physics of Plasmas*. 2018. Vol. 25, № 9. P. 092501.
- 4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ, ЦИТИРУЕМОЙ В АВТОРЕФЕРАТЕ

1. T.C Hender. et al. Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions // *Nuclear Fusion*. 2007. Vol. 47, № 6. P. S128–S202.
2. E.M. Hollmann, P.B. Aleynikov, T. Fulop, D.A. Humphreys, V.A. Izzo, M. Lehnen, V.E. Lukash, G. Papp, G. Pautasso, F. Saint-Laurent. et al. Status of research toward the ITER disruption mitigation system // *Physics of Plasmas*. 2014. Vol. 22, № 2. P. 021802.
3. J.A.Wesson. Transport in the sawtooth collapse // *Physical Review Letters*. 1997. Vol. 79, № 25. P. 5018–5021.
4. ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs and Co-Chairs, ITER Joint Central Team Unit. Physics. Chapter 1: Overview and summary // *Nuclear Fusion*. 1999. Vol. 39, № 12. P. 2137–2174.
5. G. Pautasso, S. Egorov, Ch. Tichmann, J.C. Fuchs, A. Herrmann, M. Maraschek, F. Mast, V. Mertens, I. Perchermeier, C.G. Windsor, and T. Zehetbauer. Prediction and mitigation of disruptions in ASDEX upgrade // *Journal of Nuclear Materials*. 2001. Vol. 290, P. 1045 – 1051.
6. P.C. de Vries, M.F. Johnson, and I. Segui. Statistical analysis of disruptions in JET // *Nuclear Fusion*. 2009. Vol. 49, № 5. P. 055011.

7. S.N. Gerasimov, T.C. Hender, J. Morris, V. Riccardo, and L.E. Zakharov. Plasma current asymmetries during disruptions in JET // Nuclear Fusion. 2014. Vol. 54, № 7. P. 073009.
8. V. Riccardo, S. Walker, and P. Noll. Modelling magnetic forces during asymmetric vertical displacement events in JET // Fusion Engineering and Design. 2000. Vol. 47, № 4. P. 389–402.
9. M. Lehnen, A. Alonso, G. Arnoux, N. Baumgarten, S.A. Bozhentkov, S. Brezinsek, M. Brix, T. Eich, S.N. Gerasimov, A. Huber. et al. Disruption mitigation by massive gas injection in JET // Nuclear Fusion. 2011. Vol. 51, № 12. P. 123010.
10. S.V. Konovalov, A.B. Mikhailovskii, V.S. Tsypin, R.M.O. Galvao, and I. C. Nascimento. Drift stabilization of internal resistive-wall modes in tokamaks // Plasma Physics Reports. 2003. Vol. 29, № 9. P. 779–784.
11. ITER Physics Expert Group on Disrup MHD and ITER Physics Basis Editors. Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions // Nuclear Fusion. 1999. Vol. 39, № 12. P. 2251–2389.
12. C.R. Sovinec, A.H. Glasser, T.A. Gianakon, D.C. Barnes, R.A. Nebel, S.E. Kruger, D.D. Schnack, S.J. Plimpton, A. Tarditi, and M.S. Chu. Nonlinear magnetohydrodynamics simulation using high-order finite elements // Journal of Computational Physics. 2004. Vol. 195, № 1. P. 355 – 386.
13. H. Strauss, E. Joffrin, V. Riccardo, J. Breslau, and R. Paccagnella. Comparison of jet AVDE disruption data with M3D simulations and implications for ITER // Physics of Plasmas. 2017. Vol. 24, № 10. P. 102512.
14. N. Commaux, D. Shiraki, L.R. Baylor, E.M. Hollmann, N.W. Eidietis, C.J. Lasnier, R.A. Moyer, T.C. Jernigan, S.J. Meitner, S.K. Combs. et al. First demonstration of rapid shutdown using neon shattered pellet injection for thermal quench mitigation on DIII-D // Nuclear Fusion. 2016. Vol. 56, № 4. P. 046007.
15. V.A. Izzo. Impurity mixing and radiation asymmetry in massive gas injection simulations of DIII-D // Physics of Plasmas. 2013. Vol. 20, № 5. P. 056107.
16. M. Lehnen, G. Arnoux, S. Brezinsek, J. Flanagan, S.N. Gerasimov, N. Hartmann, T.C. Hender, A. Huber, S. Jachmich, V. Kiptily. et al. Impact and mitigation of disruptions with the ITER-like wall in JET // Nuclear Fusion. 2013. Vol. 53, № 9. P. 093007.

17. M. Sugihara. Status of DMS and other disruption related issues in ITER // paper presented at 21st ITPA MHD Workshop. 2012.
18. S. Maruyama, S. Putvinski, M. Sugihara, G. Kiss, R. Marrs, B. Macdonald, and P. Edwards. ITER disruption mitigation requirements and development of a gas cartridge concept. // in IEEE/NPSS 24th Symposium on Fusion Engineering. 2011
19. S.V. Konovalov, A.B. Mikhailovskii, V.S. Tsypin, R.M.O. Galvao, and I. C. Nascimento. Drift stabilization of internal resistive-wall modes in tokamaks // Plasma Physics Reports. 2003. Vol. 29, № 9. P. 779–784.
20. ITER Physics Expert Group on Disrup MHD and ITER Physics Basis Editors. Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions // Nuclear Fusion. 1999. Vol. 39, № 12. P. 2251–2389.
21. Konovalov S. et al. Assesment of the runaway electron energy dissipation in ITER. 2016 IAEA Fusion Energy Conf.
22. J. Riemann, H. M. Smith, and P. Helander. Energetics of runaway electrons during tokamak disruptions // Physics of Plasmas. 2012. Vol. 19, № 1. P. 012507.
23. A. Loarte, V. Riccardo, J.R. Martin-Solis, J. Paley, A. Huber, and M. Lehnen. Magnetic energy flows during the current quench and termination of disruptions with runaway current plateau formation in JET and implications for ITER // Nuclear Fusion. 2011. Vol. 51, № 7. P. 073004.
24. J.R. Martin-Solis, A. Loarte, E.M. Hollmann, B. Esposito, and V. Riccardo. Inter-machine comparison of the termination phase and energy conversion in tokamak disruptions with runaway current plateau formation and implications for ITER // Nuclear Fusion. 2014. Vol. 54, № 8. P. 083027.
25. S. Putvinski, P. Barabaschi, N. Fujisawa, N. Putvinskaya, M.N. Rosenbluth, and J. Wesley. Halo current, runaway electrons and disruption mitigation in ITER // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1997. Vol. 39, № 12B. P. B157–B171.
26. David J. Campbell. Preface to special topic: ITER // Physics of Plasmas. 2015. Vol. 22, № 2. P. 021701.
27. F. Villone, G. Ramogida, and G. Rubinacci. Electromagnetic disruption analysis in IGNITOR // Fusion Engineering and Design. 2015. Vol. 93, P. 57 – 68.
28. R.R. Khayrutdinov, V.E. Lukash, and V.D. Pustovitov. Local and integral forces on the vacuum vessel during thermal quench in the

- ITER tokamak // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2016. Vol. 58, № 11. P. 115012.
29. V.D. Pustovitov. Disruption forces on the tokamak wall with and without poloidal currents // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. Vol. 59. № 5. P. 055008.
 30. V.D. Pustovitov and D.I. Kiramov. Local and integral disruption forces on the tokamak wall // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2018. Vol. 60, № 4. P. 045011.
 31. S. Miyamoto, A. Isayama, I. Bandyopadhyay, S.C. Jardin, R.R. Khayrutdinov, V.E. Lukash, Y. Kusama, and M. Sugihara. Inter-code comparison benchmark between DINA and TSC for ITER disruption modelling // *Nuclear Fusion*. 2014. Vol. 54, № 8. P. 083002.
 32. D.I. Kiramov and B.N. Breizman. Force-free motion of a cold plasma during the current quench // *Physics of Plasmas*. 2018. Vol. 25, № 9. P. 092501.
 33. J. Irby, D. Gwinn, W. Beck, B. LaBombard, R. Granetz, and R. Vieira. ALCATOR C-mod design, engineering, and disruption research // *Fusion Science and Technology*. 2007. Vol. 51, № 3. P. 460–475.
 34. V. D. Pustovitov. Estimation of the radial force on the tokamak vessel wall during fast transient events // *Plasma Phys. Rep.* 2016. Vol. 42, P. 1005.