

533.251.8

ПОДАВЛЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ
ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ

В. В. Арсенин, В. А. Чуянов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	83
2. Идея метода	85
а) Классификация неустойчивостей (85). б) Качественная картина желобковой неустойчивости и ее подавления (85). в) Математическая постановка задачи стабилизации поверхностных волн (88). г) Влияние диссипативных эффектов и фазовых сдвигов в системе стабилизации (90). д) Стабилизация поверхностью с комплексным импедансом (91).	
3. Факторы, усложняющие стабилизацию	92
а) Объемные моды (92). б) Объемные системы и устранение ненаблюдаемости (93). в) Дополнительные затухающие ветви колебаний (94). г) Дискретность структуры системы обратной связи (95).	
4. Подавление желобковой неустойчивости	97
а) Эксперименты по стабилизации желобковой неустойчивости (97). б) Магнитная стабилизация поверхностных мод (101). в) Подавление желобковой неустойчивости объемной обратной связью (102).	
5. Стабилизация винтовых мод гидромагнитной неустойчивости плазменного шнура с током	104
а) Теоретические предложения (104). б) Эксперименты по стабилизации винтовых мод (108). в) Стабилизация θ -пинчей (109).	
6. Управление равновесным положением плазменного шнура в токамаке	113
7. Стабилизация колебаний с малым инкрементом	115
а) Особенности стабилизации диссипативных неустойчивостей с малым инкрементом (115). б) Эксперименты по стабилизации дрейфовых и циклотронных колебаний (116). в) Бесконтактные методы введения обратной связи (119).	
8. Другие неустойчивости	120
9. Применение обратных связей для исследований по физике плазмы	122
10. Заключение	124
Цитированная литература	125

1. ВВЕДЕНИЕ

Лабораторная плазма, как правило, термодинамически неравновесна и поэтому подвержена различного рода неустойчивостям. Всегда неравновесна плазма, с которой имеют дело в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу: как минимум, в ней есть токи из-за градиентов плотности и температуры. Задача подавления неустойчивостей является центральной в этой проблеме.

Известно несколько путей решения этой задачи. Во-первых, желательно сразу приготовить плазму, по возможности близкую к термодинамическому равновесию. Во-вторых, устойчивость улучшается при создании специальных конфигураций магнитного поля, например в конфигурациях с магнитной ямой. В-третьих, для улучшения устойчивости

на плазму можно наложить внешние высокочастотные поля (динамическая стабилизация).

В последние годы развит еще один метод, связанный с использованием систем автоматического регулирования. В литературе по физике плазмы он получил название метода обратных связей. Существо его в том, что вне плазмы строится электронная схема, взаимодействующая с плазмой через поле колебаний, и параметры этой схемы подбираются так, чтобы полная система плазма + электронная схема была устойчивой.

Плазма имеет огромное (в рамках модели сплошной среды бесконечное) число коллективных степеней свободы. Построить систему регулирования всех этих колебаний невозможно. Типична, однако, ситуация, когда неустойчивость отдельных мод наступает последовательно по мере изменения параметров плазмы. Именно в этих условиях и возможна стабилизация обратными связями. Практически методом обратных связей достигается подавление лишь конечного числа мод колебаний. Однако в тех случаях, когда эксперимент указывает на решающую роль одной (или нескольких) мод, эта возможность, в дополнение к другим также не универсальным способам, представляет интерес.

Первой работой по стабилизации плазмы обратными связями была, по-видимому, статья Морозова и Соловьева¹, хотя отдельные предложения высказывались и раньше*). Так, в работе⁷ обсуждалась возможность стабилизации с помощью обратных связей большого радиуса тороидального плазменного шнура с током. В статье¹ рассматривалась неустойчивость Рэлея — Тейлора резкой границы плотной замагниченной плазмы в поле тяжести и гидромагнитные неустойчивости шнура со скинированным током. Предлагалось следить за границей плазмы и в тех местах, где произошло смещение от равновесного положения, токами во внешних проводниках создавать дополнительное магнитное давление, которое вернет границу назад. (Аналогичные соображения по стабилизации рэлей-тейлоровской неустойчивости высказаны в⁷.) Отметим, что эксперименты с подобными магнитными системами начались лишь в самое последнее время.

Первый эксперимент^{8, 9} по стабилизации плазмы обратными связями был проведен в 1967 г. с желобковой неустойчивостью разреженной плазмы после того, как теоретический анализ¹⁰ показал, что стабилизация вблизи порога неустойчивости достижима простыми средствами — с помощью электростатической системы. Вслед за желобковой магнитно-гидродинамической неустойчивостью тем же методом была подавлена и одна из кинетических — ионно-циклотронная неустойчивость Харриса¹¹.

Успех этих экспериментов вызвал серию теоретических и экспериментальных работ по подавлению МГД, дрейфовых, ионизационной и других неустойчивостей. В 1969—1970 гг. были предложены также новые методы введения обратной связи. Итоги этих работ подведены в 1970 г. на симпозиуме в Принстоне¹². Краткий обзор полученных к тому времени результатов содержится в¹³.

В последние годы работы по применению обратных связей в физике плазмы развивались уже не как демонстрационные, доказывающие принципиальные возможности метода, а в направлении «технического» использования для улучшения удержания плазмы в термоядерных установках, а также как метод исследования плазмы.

*) Отметим также родственные наличием пространственной дисперсии и необходимостью подавлять одновременно несколько мод работы по стабилизации заряженной жидкой струи, гибкой проводящей мембраны между заряженными плоскостями, неустойчивости Рэлея — Тейлора поверхности проводящей жидкости в нормальном электрическом поле²⁻⁶.

2. ИДЕЯ МЕТОДА

а) К л а с с и ф и к а ц и я н е у с т о й ч и в о с т е й

Основные идеи метода стабилизации плазмы обратными связями удобнее всего изложить на каком-либо конкретном примере. Какую неустойчивость выбрать для этой цели?

С точки зрения стабилизации обратными связями существенно различие между двумя классами неустойчивостей: реактивными и диссипативными¹⁴. Требования к обратной связи при подавлении этих двух типов неустойчивостей различны^{15, 16}.

Р е а к т и в н ы е н е у с т о й ч и в о с т и возникают при взаимодействии двух ветвей колебаний, имеющих равные фазовые скорости, но различные знаки энергии. Взаимная раскачка происходит из-за того, что колебания с отрицательной энергией¹⁷ передают энергию волне с положительной энергией. К реактивным относятся, в частности, гидромагнитные неустойчивости плазмы в идеальной одножидкостной гидродинамике (для них фазовая скорость равна нулю). Столкновительные или бесстолкновительные диссипативные процессы для реактивных неустойчивостей не важны, по крайней мере далеко за порогом, где инкремент γ велик.

В д и с с и п а т и в н ы х н е у с т о й ч и в о с т я х колебания одной ветви раскачиваются из-за обмена энергией с частицами плазмы или внешней стенкой. Если волна имеет положительную энергию, для раскачки нужна передача энергии от частиц или стенки. Нарастание колебаний с отрицательной энергией происходит, если волна отдает энергию. Для диссипативных неустойчивостей характерны частоты $\omega \neq 0$ и малые инкременты $\gamma \ll \omega$.

Для подавления реактивных неустойчивостей необходимо так изменить дисперсионные свойства плазмы, чтобы нарушить равенство фазовых скоростей взаимодействующих волн и прекратить обмен энергии между ними. Если эта задача будет выполнена (при этом γ станет ≈ 0), то поведение волн будет определяться уже диссипативными эффектами. Таким образом, задача стабилизации реактивных неустойчивостей является более общей, включающей в себя стабилизацию диссипативных как частный случай.

Характерным примером реактивной неустойчивости служит широко известная желобковая неустойчивость плазмы в пробочных ловушках. Этим детально изученным примером мы и воспользуемся.

б) К а ч е с т в е н н а я к а р т и н а ж е л о б к о в о й
н е у с т о й ч и в о с т и и е е п о д а в л е н и я

Адиабатические ловушки с магнитными пробками представляют собой одну из возможных схем для удержания термоядерной плазмы. Простейшая конфигурация такого типа показана на рис. 1. Магнитное поле на торцах ловушки сильнее, чем в центре, и плазма — диамагнетик — удерживается в центральной области с ослабленным полем между двумя так называемыми магнитными пробками.

Желобковая неустойчивость¹⁸ в открытой ловушке с простым пробочным полем тоже является проявлением диамагнетизма плазмы. В такой ловушке магнитные силовые линии в области, занятой плазмой, выпуклы наружу, так что магнитное поле в этом направлении убывает. Диамагнитная жидкость стремится занять область слабого поля, так что случай-

ное возмущение поверхности плазмы приводит к образованию вытянутых вдоль магнитных силовых линий «языков», в результате чего плазма вытекает наружу, к стенкам камеры. Между языками оказываются «желобки», от которых неустойчивость и получила название.

Хорошо известная микроскопическая картина неустойчивости состоит в следующем. На рис. 2 показано сечение плазменного цилиндра плоскостью, перпендикулярной магнитному полю B . Пусть сначала плазма

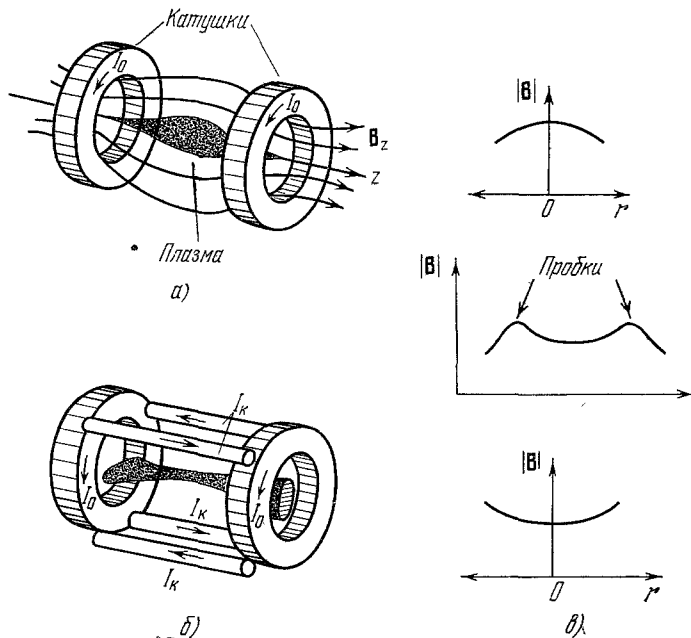


Рис. 1. Адиабатические ловушки с магнитными пробками.

а) Простая пробочная ловушка, модуль поля B спадает по радиусу в среднем сечении ловушки; б) ловушка с магнитной ямой, модуль поля B нарастает по радиусу; в) аксиальное распределение модуля поля в ловушках с пробками. I_0 — ток в пробочных катушках, I_K — ток в квадрупольных обмотках, создающих магнитную яму.

азимутально симметрична и ее ось совпадает с осью магнитного поля. Из-за неоднородности B ионы и электроны испытывают азимутальный дрейф с угловой скоростью $\omega \propto (1/B)\partial B/\partial r$ в противоположных направлениях. Благодаря азимутальной симметрии эти токи не приводят к разделению зарядов.

Рассмотрим теперь искажение границы. Ограничимся случаем, когда газокINETическое давление плазмы $nT \ll B^2/8\pi$ (n — концентрация плазмы, T — температура), и рассмотрим электростатические возмущения.

Предположим, что из плазмы с резкой границей вылез «язык» (рис. 2, а). Из-за магнитного дрейфа на одной стороне языка будет происходить накопление ионов, на другой — электронов. Возникнет азимутальное электрическое поле E , которое вызовет радиальный дрейф со скоростью $s [EB]/B^2$, одинаковый для электронов и ионов, что приведет к дальнейшему росту языка.

Радикальное средство избавиться от неустойчивости — изменить направление магнитного дрейфа. Это достигается в магнитном поле, которое с удалением от оси плазмы не убывает, как в простой пробочной конфигурации, а нарастает (рис. 2, б). Стабилизация магнитной ямой, продемонстрированная впервые в ¹⁹, используется в многочисленных экспериментах.

Можно предложить и другой метод стабилизации. Обнаружив область с избытком ионов или электронов, достаточно ввести туда недостающие заряды извне или, напротив, вывести лишние заряды из плазмы. Не обязательно, чтобы вводимые извне заряды абсолютно точно скомпенсировали разделенные заряды плазмы в каждой точке пространства. Достаточно в среднем изменить направление поля в плазме.

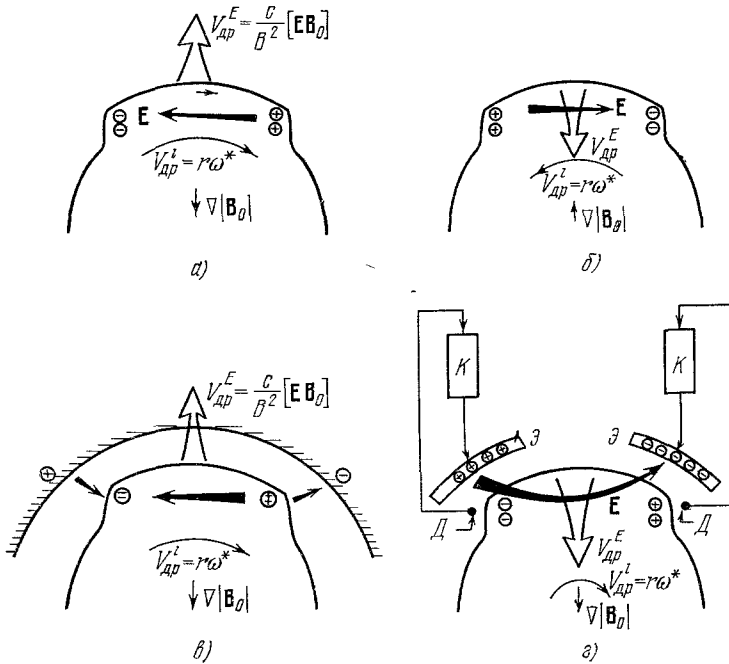


Рис. 2. Схематическая картина распределения зарядов, электрических полей и скоростей дрейфа ионов и плазмы в целом в перпендикулярном магнитному полю сечении плазмы в открытой ловушке при образовании языка:

а) в случае простой пробочной конфигурации, когда магнитное поле падает по радиусу, а проводящая стенка находится далеко от плазмы (язык нарастает); б) в случае адиабатической ловушки с магнитной ямой, когда магнитное поле нарастает по радиусу (язык возвращается в плазму); в) в простой пробочной конфигурации, но с близкими металлическими стенками (скорость роста желобка замедляется); г) в простой пробочной конфигурации при наличии системы обратной связи из датчиков (Д), усилителей (К) и электродов (Э). При достаточном усилении К язык возвращается в плазму.

При стабилизации обратными связями существенно различие между поверхностными волнами, когда в отсутствие обратной связи заряды возникают только на поверхности плазменного цилиндра, и объемными модами, в которых возмущения заряда не равны нулю почти всюду по объему плазмы. Начнем рассмотрение с простейшего случая — поверхностных волн. Чтобы изменить знак электрического поля в плазме при возбуждении поверхностной волны, не обязательно вводить компенсирующие заряды именно в плазму. Достаточно расположить их около плазмы на близлежащей стенке, что технически неизмеримо легче. Кроме того, с практической точки зрения удобнее контролировать не плотность заряда на внешней поверхности, а распределение потенциала на ней. Управление этим распределением в соответствии с возмущениями полей в плазме и является задачей системы стабилизации поверхностных волн. Простейшим аналогом такой системы является проводящий кожух, окружающий плазменный цилиндр: на нем всегда автоматически появляются заряды изображения (рис. 2, г). Их поле ослабляет поле зарядов плазмы, поэтому

приближение проводящей стенки приводит к некоторому повышению пороговой плотности плазмы, при которой возникает неустойчивость. Однако заряды изображения никогда не могут изменить знак поля в плазме (см. рис. 2, в). Эффект можно усилить с помощью внешнего источника энергии, и если суммарное поле всех зарядов изменит свое направление (рис. 2, г), то возмущение будет подавлено.

в) Математическая постановка задачи стабилизации поверхностных волн

Рассмотрим устойчивость плазмы в пробочной ловушке относительно низкочастотных ($|\omega| \ll \omega_{Bi} \equiv eB/m_i c$) возмущений электрического потенциала вида $\psi = \varphi(r) \exp(im\theta - i\omega t)$, где θ — азимутальный угол, m — номер азимутальной моды ($m \geq 1$). Такая волна имеет вид желобка, вытянутого вдоль оси ловушки. Система линеаризованных уравнений движения и непрерывности для электронной и ионной компонент и уравнения Пуассона для потенциала сводится к одному уравнению для радиальной части потенциала $\varphi(r)$:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\varphi}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} \varphi(r) = -4\pi \hat{\rho}(\omega) \varphi, \quad (2.1)$$

где $\hat{\rho}(\omega)$ — оператор плотности заряда, определяемый из уравнений движения и непрерывности. Уравнение (2.1) второго порядка, и, чтобы найти собственные частоты ω , его необходимо дополнить двумя граничными условиями. Одно такое условие — ограниченность решения при $r = 0$:

$$\varphi(0) < \infty. \quad (2.2)$$

Если плазма окружена цилиндрической металлической камерой радиуса $r = b$, то вторым условием будет

$$\varphi(b) = 0. \quad (2.3)$$

Если камеры нет, то $b = \infty$.

В случае, когда имеется не простая металлическая поверхность, а «активная», распределение потенциала на которой регулируется системой обратной связи, граничное условие (2.3) должно быть изменено так, чтобы описать действие этой системы регулирования. Наша цель — устойчивость плазмы — может быть достигнута, вообще говоря, с помощью систем регулирования различного устройства, так что выбор граничного условия (2.3) не является однозначным. Однако в любом случае, так как мы рассматриваем линейную задачу, потенциал на поверхности $r = b$ должен представлять собой волну вида $\varphi(b) \exp(im\theta - i\omega t)$ с амплитудой, пропорциональной одной из величин, описывающих волну в плазме, — амплитуде колебаний плотности, поля, потенциала и т. п. В соответствии с рассматриваемыми далее экспериментами мы примем, что амплитуда волны потенциала $\varphi(b)$ пропорциональна полю плазменных зарядов, измеренному у поверхности $r = b$. Истинное радиальное электрическое поле $-d\varphi(b)/dr$, которое легко измеряется внешними датчиками, является суммой как полей зарядов плазмы, так и поля зарядов, расположенных на самой поверхности $r = b$. Последнее определяется «вакуумным» решением уравнения Пуассона $\varphi(r) = \varphi(b) (r/b)^m$ и для определения поля плазменных зарядов должно быть вычтено из суммарного поля. В результате мы приходим к граничному условию вида

$$\varphi(b) = bW(\omega, m) \left[\frac{d\varphi(b)}{dr} - \frac{m}{b} \varphi(b) \right]. \quad (2.4)$$

Это условие может поддерживаться специальной радиосхемой (рис. 3), состоящей из датчиков возмущений радиального электрического поля $d\varphi(b)/dr$, усилителей и электродов, расположенных на поверхности $r = b$. Очевидно, что угловой размер электродов должен быть малым по сравнению с азимутальной длиной волны стабилизирующих колебаний. На рис. 3 показан лишь один контур из большого числа параллельно работающих контуров регулирования, которые все вместе обеспечивают выполнение условия (2.4). Показанная на рис. 3 цепь обратной связи обеспечивает в соответствии с (2.4) компенсацию воздействия поля электрода на датчик и отсутствие самовозбуждения при больших W . Функция $W(\omega, m)$ — передаточная функция — является единственной характеристикой радиосхемы в нашей задаче *).

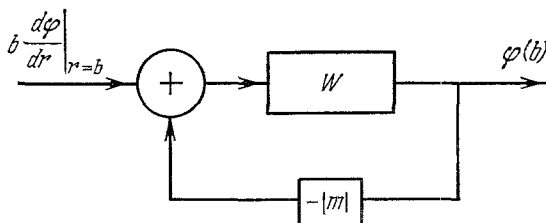


Рис. 3. Радиотехническая схема, обеспечивающая выполнение граничного условия (2.4). Показана лишь одна петля регулирования.

На рис. 4 показаны зависимости собственных частот желобковых колебаний плазмы от плотности в простой пробочной ловушке при не зависящей от частоты передаточной функции W и в предположении о резкой границе плазмы:

$$\frac{dn}{dr} = -n_0 \delta(r-a), \quad 0 < a < b \quad (2.5)$$

(n — плотность плазмы, a — радиус плазмы). При малых плотностях имеются две ветви колебаний: электронная дрейфовая и ионная дрейфовая. Если $W = 0$, пересечение электронной ($\omega < m\omega^*/2$) и ионной ($\omega > m\omega^*/2$) ветвей колебаний, имеющих разные знаки энергий, происходит при достижении пороговой плотности, при которой $\omega_{0i}^2 \sim \omega_{Bi}\omega^*$ ($\omega_{0i} = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m_i}$ — плазменная частота), в результате чего развивается реактивная неустойчивость²⁷. Введение $W \neq 0$ позволяет повлиять на фазовые скорости волн $v_\phi = r\omega/m$ и изменить порог неустойчивости по плотности. Отрицательный коэффициент передачи понижает пороговую плотность. Если

$$0 < W < W_0 \equiv \frac{1}{2m} \left[\left(\frac{b}{a} \right)^{2m} - 1 \right], \quad (2.6)$$

то пороговая плотность, при которой происходит пересечение ветвей колебаний, возрастает. При $W > W_0$ меняется сам характер зависимости фазовых скоростей от плотности. Это изменение легко понять, если рассмотреть радиальный ход возмущенного потенциала $\varphi(r)$, показанный на рис. 5, при $W < W_0$ и $W > W_0$. Очевидно, что во втором случае меняется

*) Следует отметить, что при любом устройстве системы измерений граничное условие может быть сведено к виду (2.4), так как все величины, описывающие волну в плазме, линейно связаны между собой. (Это утверждение верно, если измерение проводится у поверхности $r = b$, но не внутри плазмы.) Появляющийся при таком сведении дополнительный множитель, зависящий от частоты и номера моды, может быть включен в W . Заметим, далее, что наличие члена $-(m/b)\varphi(b)$ в правой части (2.4) не является обязательным. Системы без компенсации воздействия поля электрода на датчик рассматривались¹⁰ и использовались в ранних экспериментах^{11,20-23}. Однако они возбуждаются при $W > 1/m$ ^{21,23}. Это возбуждение можно устранить, введя соответствующую зависимость W от ω ²⁴⁻²⁶, но введение компенсации представляется более удобным.

ся соотношение между знаком потенциала и знаком возмущенного заряда на границе плазмы, который определяется второй производной потенциала по радиусу.

Заметим, что введение системы обратной связи с $0 < W < W_0$ эквивалентно приближению к поверхности плазмы металлического кожуха: точка, где $\phi(r) = 0$, на рис. 5 приближается к поверхности плазмы с увеличением W . Если $W > W_0$, то электронная и ионная волны распространяются в противоположных направлениях, как в поле с магнитной ямой. Максимальная пороговая плотность достигается при $0 < W - W_0 < (b/a)^m$. В этом случае на пороге $\omega_{01}^2 \sim \omega_{Bi}^2/(W - W_0)$.

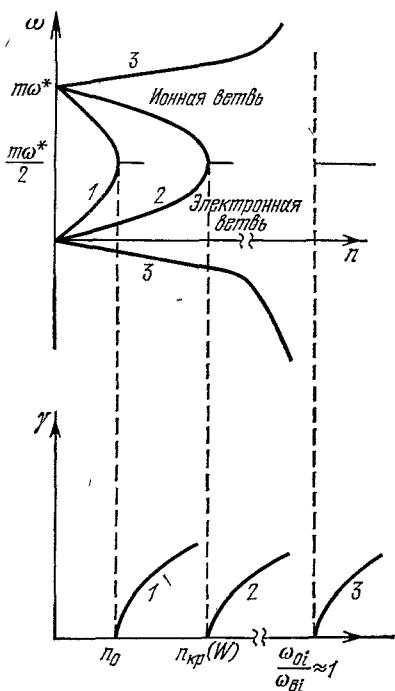


Рис. 4. Частота и инкремент желобковых колебаний при различных коэффициентах передачи W , не зависящих от частоты.

Порог неустойчивости определяется точкой пересечения ионной и электронной ветвей колебаний, имеющих разные знаки энергии.

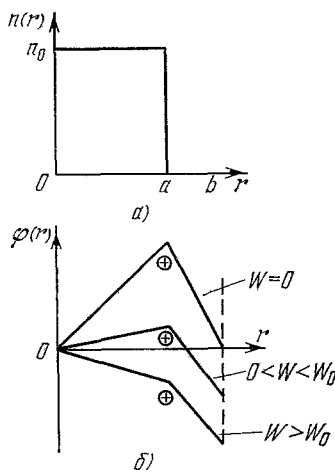


Рис. 5. Радиальное распределение плотности плазмы с резкой границей (а) и соответствующие различным значениям коэффициента передачи W радиальные распределения амплитуды волн $\phi(r)$ (б).

При $0 < W < W_0$ точка эффективного положения проводящей стенки, где $\phi(r) = 0$, приближается к плазме с увеличением W . При $W > W_0$ положительному заряду на поверхности плазмы соответствует отрицательный потенциал поверхности. Радиальное поле в плазме при этом изменяет знак на противоположный по сравнению со случаем $W = 0$.

Согласно (2.6) оптимальная величина $W = W_0$ зависит от m . Это свойство, подчеркнутое в ²⁸, является общим для сред с пространственной дисперсией. Чтобы стабилизация одной моды не ухудшала устойчивости других мод, система стабилизации тоже должна иметь пространственную дисперсию.

г) Влияние диссипативных эффектов и фазовых сдвигов в системе стабилизации

Таким образом, при подходящем вещественном коэффициенте передачи W колебания становятся нейтрально устойчивыми с $\text{Im } \omega = 0$. Однако не учтенные нами слабые диссипативные эффекты и неизбежные фазовые сдвиги в системе стабилизации, приводящие к появлению $\text{Im } W \neq 0$.

$\neq 0$, могут вызвать слабую раскачку собственных колебаний. Чтобы этого не произошло, необходимо специальным образом выбрать $\text{Im } W$ и обеспечить затухание всех собственных частот колебаний. В рассматриваемой нами модели диссипации в плазме нет. Поэтому раскачка и затухание волн должны сопровождаться обменом энергией с активной стенкой. Если вычислить из уравнения $\text{rot } \mathbf{B} = -(1/c) \partial \mathbf{E} / \partial t$ возмущение магнитного поля \mathbf{B}' и найти поток энергии S от плазмы к поверхности $r = b$ на единицу длины плазменного цилиндра в среднем за период колебаний

$$S = \frac{c}{4\pi} \int_0^{2\pi/|\omega|} \int_0^{2\pi} E_\theta B'_z d\theta dt, \quad (2.7)$$

то оказывается, что этот поток пропорционален величине $\omega \text{Im } W$. Если $\omega \text{Im } W > 0$, то поток положителен и внешняя система отбирает энергию от волн в плазме; если $\omega \text{Im } W < 0$, система стабилизации отдает энергию волне. Поэтому колебания электронной ветви, имеющие положительную энергию, требуют для своего затухания выполнения условия:

$$\omega \text{Im } W > 0 \quad \text{при} \quad \omega < \frac{m\omega^*}{2}. \quad (2.8)$$

Для гашения ионной ветви, имеющей отрицательную энергию, очевидно должно выполняться противоположное неравенство:

$$\omega \text{Im } W < 0 \quad \text{при} \quad \omega > \frac{m\omega^*}{2}. \quad (2.9)$$

Условия (2.8) и (2.9) можно получить и непосредственно из дисперсионного уравнения для собственных частот, не привлекая энергетические соображения.

Итак, мы установили два механизма стабилизации обратными связями. Реактивная неустойчивость подавляется (колебания становятся нейтрально устойчивыми) за счет изменения (при вещественной W) фазовых скоростей волн, такого, что становится невозможным слияние ветвей колебания с разными знаками энергии. Нейтрально устойчивые колебания или волны, испытывающие слабую раскачку диссипативной природы, можно сделать затухающими, организовав обмен энергии между плазмой и системой обратных связей. Направление и величина потока энергии определяются фазовым сдвигом в системе обратных связей (мнимой частью W), т. е. фазочастотной характеристикой системы стабилизации. Вопрос о выборе частотной зависимости коэффициента передачи в общем виде рассмотрен в работах ^{29, 30}.

Подавление диссипативных неустойчивостей с малым инкрементом получается уже при слабом взаимодействии внешней системы с плазмой, при малых W . Напротив, стабилизация колебаний реактивной природы требует $W \gg 1$ (в том числе и около порога), потому что при малых W , как показано в работе ¹⁵, нельзя обеспечить одновременного затухания двух ветвей колебаний с близкими частотами и разными знаками энергии.

д) Стабилизация поверхностью с комплексным импедансом

Действие электронной схемы, поддерживающей граничное условие типа (2.4), состоит в том, что она создает нужную волну заряда на поверхности, на которой уложены стабилизирующие электроды. Можно сказать, что эту волну заряда наводит с помощью электронной схемы волна потенциала ψ , а всю систему из датчиков, электродов и усилителей — рассматривать как поверхность с некоторым комплексным импедансом

$Z = -(i\omega L/c^2) - (1/i\omega C) + R$, где величины L, C, R зависят от устройства датчиков и параметров радиосхемы. Задачу о стабилизации колебаний плазмы, чувствительных к граничным условиям, можно с самого начала ставить как задачу об отыскании подходящего импеданса окружающей плазму поверхности (в общем случае среды)³¹⁻⁴¹. Практически чаще всего получается, что среда должна быть «активной» (по крайней мере одна из величин L, C, R отрицательна), т. е. ее реализация должна содержать усилители. В частности, для подавления желобковых колебаний надо иметь среду с отрицательной емкостью⁴¹.

3. ФАКТОРЫ, УСЛОЖНЯЮЩИЕ СТАБИЛИЗАЦИЮ

Прежде чем переходить к описанию экспериментов, необходимо остановиться на тех осложняющих факторах, которые отличают реальную экспериментальную ситуацию от идеализированной модели, разобранной в гл. 2. К этим факторам относятся в первую очередь:

- а) существование объемных мод,
- б) дополнительные затухающие ветви колебаний,
- в) дискретность структур системы обратной связи.

Проблемы, возникающие из-за этих факторов в задаче подавления желобковой неустойчивости, характерны и для стабилизации других типов колебаний.

а) Объемные моды

В рассмотренной в гл. 2 модельной задаче поверхностная обратная связь позволяет получить устойчивость при любой плотности, стабилизировать все собственные колебания системы. Этот результат является

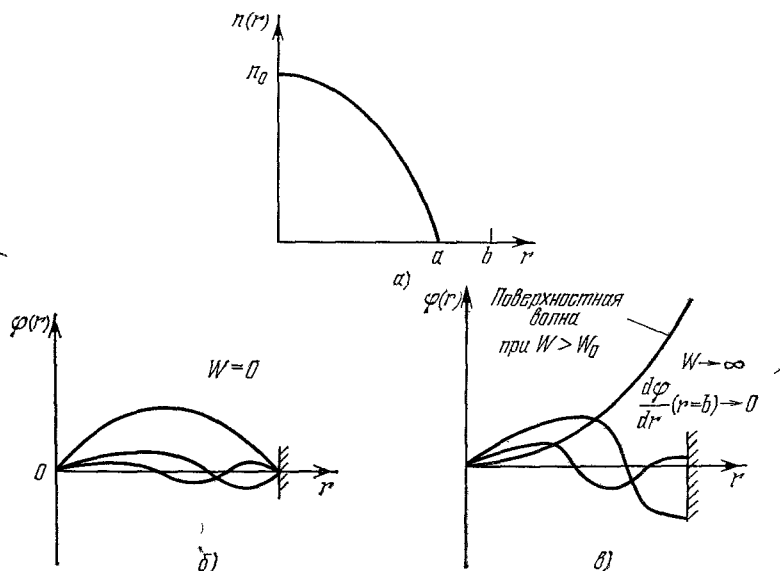


Рис. 6. Распределение плотности с размытой границей (а) и соответствующие этому распределению низшие радиальные моды $\varphi(r)$ при $W=0$ (б) и $W \rightarrow \infty$ (в). При $W \rightarrow W_0$ дополнительно появляется решение в виде поверхности волны с мнимым радиальным волновым числом.

следствием принятого упрощения — отсутствия градиента плотности внутри плазмы, в результате чего стали невозможными внутренние колебания с осциллирующей радиальной структурой — объемные моды.

При наличии радиального градиента плотности внутри плазмы такие колебания становятся возможными, причем их радиальное волновое число k , зависящее от коэффициента передачи W , остается действительным при любых значениях W (рис. 6). В дисперсионное уравнение желобковых колебаний плотность входит в комбинации n/k^2 . Поэтому укорочение волны означает увеличение пороговой плотности, а ограниченность возрастания k при $W \rightarrow \infty$ приводит к невозможности стабилизации высоких плотностей плазмы даже при $W \rightarrow \infty$. Физический смысл этого явления прост. С ростом коэффициента передачи W пространственная структура волны изменяется так, что воздействующее на вход системы стабилизации электрическое поле у поверхности плазмы $d\varphi/dr(b)$ стремится к нулю (рис. 6). При этом система обратной связи перестает чувствовать возмущения в плазме. Волна становится ненаблюдаемой с поверхности и не может быть стабилизирована.

При большом коэффициенте передачи появляются электронная и ионная волны с мнимым значением радиального волнового числа k , т. е. поверхностные волны с гиперболической радиальной структурой. Их характеристики полностью совпадают с полученными в гл. 2, так как поверхностные волны не чувствительны к детальному ходу градиента плотности. Новым по сравнению с рассмотрением гл. 2 является лишь то, что при распределенном градиенте плотности эти волны появляются не *вместо* волн с действительными волновыми числами, а *наряду* с ними.

Таким образом, при плавном радиальном распределении плотности у поверхности обратная связь может лишь несколько сместить порог неустойчивости, стабилизировав только низшие пространственные моды.

б) Объемные системы и устранение ненаблюдаемости

Невозможность стабилизации высших радиальных мод колебаний является принципиальным дефектом поверхностной системы стабилизации, и для его полного устранения необходим переход к объемному введению обратной связи. Методы объемной обратной связи предложены и уже исследовались экспериментально. Мы рассмотрим их позже. Характеристики таких систем, если их структура соответствует пространственной структуре неустойчивых колебаний, должны приближаться к описанным в гл. 2. Следует отметить, однако, что технически гораздо легче сделать объемные измерения, чем объемное воздействие. Поэтому представляет интерес такая постановка задачи, когда потенциал на поверхности, окружающей плазму, определяется полями, измеренными внутри плазмы. Такая задача рассматривалась в работах ^{42, 43}. При этом, как оказалось, открывается возможность несколько отодвинуть барьер ненаблюдаемости в сторону более коротких волн (рис. 7). Численный расчет изменения пороговой плотности при смещении точки наблюдения проведен в работе ⁴². В этой работе не учтено, однако, что при таком введении обратной связи краевая задача становится несамосопряженной и поэтому

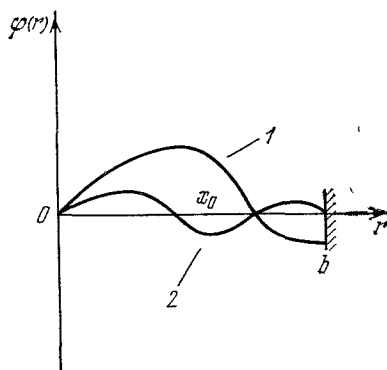


Рис. 7. Радиальные решения $\varphi(r)$ при размытой границе плазмы, ненаблюдаемые при расположении датчика поля в точке $r = x$. Волна ненаблюдаема, если $d\varphi/dr|_{r=x} = 0$. 1 — наиболее длинная волна, ненаблюдаемая с поверхности $r = b$, 2 — наиболее длинная волна, ненаблюдаемая на поверхности $r = x$.

возможны колебания нового типа — с комплексным радиальным волновым числом (бегущая по радиусу волна с амплитудой $\sim \exp(\operatorname{Im} k_r \cdot r)$)⁴³. Эти волны неустойчивы, причем раскачка сопровождается потоком энергии из плазмы. Однако при увеличении W инкремент может быть сделан сколь угодно малым.

Отметим, что в случае, когда измерение производится внутри плазмы, а поверхность с управляемым потенциалом находится вне плазмы, требует дополнительного доказательства сама представимость возмущения рядом по собственным функциям. Классическая теорема Стеклова относится к случаю, когда граничное условие (не содержащее явно собственных значений) накладывается на значения функции или ее производной в одной точке на конце интервала. В интересующем нас случае разложимость доказана⁴⁴ лишь для частной задачи $\varphi'' + q(x)\varphi = \lambda\varphi$, $\varphi(b) = \varphi(a)M(\lambda)/N(\lambda)$, M и N — полиномы.

в) Дополнительные затухающие ветви колебаний

В модели, рассмотренной в гл. 2, дисперсионное уравнение было второго порядка по частоте. При более точном учете реальных условий порядок уравнения может повыситься, что означает появление новых собственных частот. Если эти собственные колебания устойчивы, то их

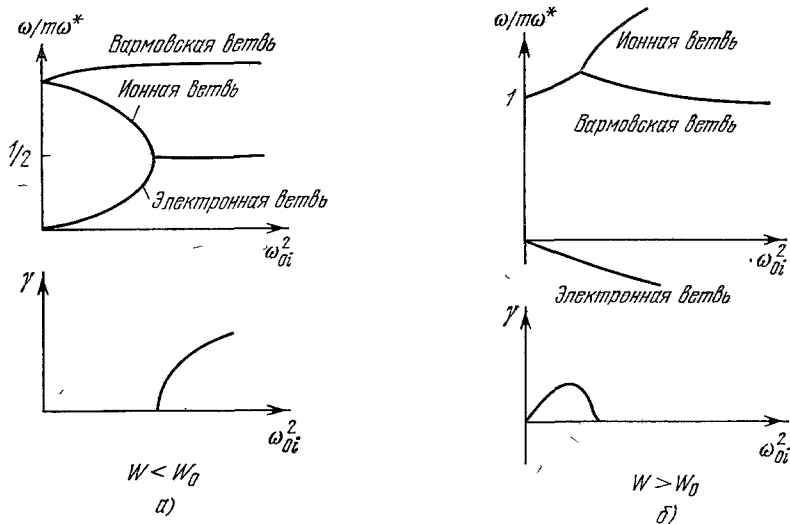


Рис. 8. Зависимости частоты и инкремента желобковых колебаний от плотности при учете дополнительной ионной ветви колебаний при $W < W_0$ (а) и $W > W_0$ (б).

В случае б) при малых плотностях происходит раскачка реактивной неустойчивости из-за пересечения ионной дрейфовой и дополнительной — вармовской — ветвей колебаний. Коэффициент передачи W считается действительным и не зависящим от частоты.

игнорирование при исследовании устойчивости оправдано. В задачах о стабилизации обратными связями, однако, необходимо принимать во внимание все собственные частоты ввиду возможности их возбуждения в присутствии обратной связи.

В задаче стабилизации желобков к повышению порядка уравнения приводит, например, учет еще одной ионной ветви колебаний, предсказанной Вармой⁴⁵. Вармовская ветвь имеет частоту немного выше $m\omega^*$ и слабо зависящую от плотности (рис. 8). Энергия колебаний у нее поло-

жительна. В обычных условиях эти колебания являются затухающими и почти не проявляются в эксперименте. При введении обратной связи ситуация коренным образом меняется. Во-первых, если коэффициент передачи велик, $W > W_0$, то введение обратной связи приводит к пересечению вармовской ветви с ионной поверхностной ветвью, имеющей отрицательную энергию колебаний. В результате возникает неустойчивость, аналогичная желобковой, но на более высокой частоте. Эта неустойчивость не имеет порога по плотности снизу, но имеет ограничение по плотности сверху, так как с ростом плотности частота ионной поверхностной ветви возрастает и взаимодействие волн нарушается. Этой неустойчивости нет, если нет поверхностной волны, т. е. $W < W_0$. Во-вторых, возбуждение вармовской ветви может происходить при любом усилении, если неправильно выбран фазовый сдвиг в системе стабилизации. Так как вармовская и ионная ветви имеют разные знаки энергии, они требуют разных фазовых сдвигов для введения затухания. В результате фазочастотная характеристика системы обратной связи, обеспечивающая затухание всех собственных колебаний, становится более сложной. Результирующие требования к фазочастотной характеристике показаны на рис. 9. Если $W < W_0$, то поверхностная ионная ветвь колебаний отсутствует и фазочастотная характеристика несколько упрощается.

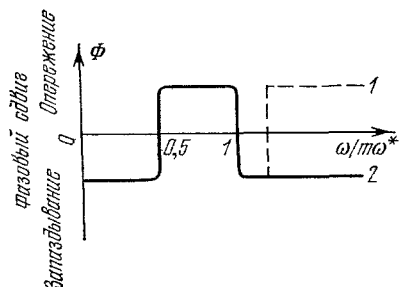


Рис. 9. Требования к зависимости фазового сдвига коэффициента передачи W от частоты, выполнение которых обеспечивает затухание всех ветвей колебаний.

1 — с учетом всех ветвей колебаний, 2 — без учета вармовской ветви колебаний.

г) Дискретность структуры системы обратной связи

В гл. 2 предполагалось, что выполнено граничное условие (2.4). Для этого требуется, чтобы система обратной связи осуществляла условие (2.4) в каждой точке поверхности $r = b$, т. е. была распределена по этой поверхности. Фактически она может быть сделана лишь из дискретных элементов — датчиков и электродов, занимающих некоторые элементы поверхности $r = b$. Так как мы интересуемся желобковыми колебаниями, однородными в направлении вдоль магнитного поля, для нас будет важна лишь азимутальная структура обратной связи.

В разложение поля электрода конечного размера различные азимутальные гармоники входят с различными по величине и знаку весами. С ростом номера азимутальной гармоники коэффициент передачи для нее падает, а затем меняет знак, т. е. становится из стабилизирующего фактора дестабилизирующим. Если бы колебания различных мод были независимы, область устойчивости на плоскости n, W получалась бы отсечением неустойчивых областей для всех мод. Такой подход, использованный в ⁴⁶, однако, неудовлетворителен. Определяющим оказывается эффект взаимодействия различных азимутальных гармоник через систему обратной связи. Этот эффект численно изучен для одноэлектродной системы в работе ⁴⁷. В работе ⁴⁸ рассмотрено возбуждение в одноэлектродной системе стоячих волн (из-за отражения бегущей волны от электрода). Общее решение вопроса дано в работе ⁴⁹.

Связь между азимутальными модами возникает по следующей причине. Каждый датчик чувствует суммарный сигнал от полей всех азимутальных мод. Каждый электрод возбуждает суперпозицию азимутальных мод.

В результате чистые азимутальные моды перестают быть собственными функциями задачи.

Уравнения для систем из $N = 4$, 8 и 12 электродов были численно проанализированы с помощью ЭВМ⁴⁹. При этом анализе предполагалось, что потенциал каждого электрода определяется лишь датчиком, расположенным непосредственно около данного электрода, т. е. система обратной связи построена по «локальному» принципу. На рис. 10, заимствованном из этой работы, приведены области устойчивости на плоскости «плотность — коэффициент передачи».

Рис. 10. Области устойчивости на плоскости «плотность — коэффициент передачи» при стабилизации желобковой неустойчивости в плазме с резкой границей в зависимости от числа электродов обратной связи N . В расчетах отношение радиуса плазмы к радиусу расположения электродов принято $a/b = 0,8$. Сплошные линии соответствуют «локальной» системе стабилизации, штрих-пунктирные — системе с пространственным фурье-анализом. Штриховка — в сторону устойчивости.

тате взаимодействия через систему обратной связи ветвей колебаний с разными знаками энергии, имеющих равные частоты, но различные азимутальные волновые числа. При этом возбуждаются азимутальные моды, устойчивые без обратной связи. Возбуждение можно было бы устранить, уменьшив усиление в системе обратной связи. Этому, однако, препятствует возбуждение низших мод, для устойчивости которых при заданной плотности нужно достаточно большое усиление в системе стабилизации. Таким образом, возникает необходимость в различных коэффициентах передачи для различных азимутальных мод.

Такие системы можно построить, перейдя от локального принципа построения к нелокальному. Имея сигналы N датчиков, их можно просуммировать с весовыми множителями, равными коэффициентам Фурье, вычисленным исходя из азимутального положения датчиков, и таким образом осуществить приближенный пространственный фурье-анализ. При этом мы получим N сигналов, пропорциональных синусным и косинусным компонентам первых $N/2$ азимутальных мод с некоторой примесью высших мод. Их можно независимо и по-разному усилить, а затем из них с помощью фурье-синтеза сформировать управляющие сигналы для каждого из электродов. Если величина N достаточно велика, то для $N/2$ низших мод характеристики системы стабилизации с пространственным фурье-анализом приближаются к характеристикам идеальной локальной

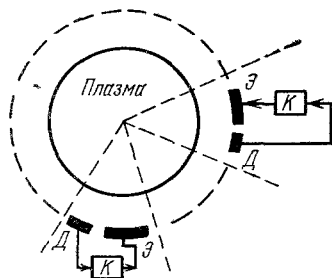
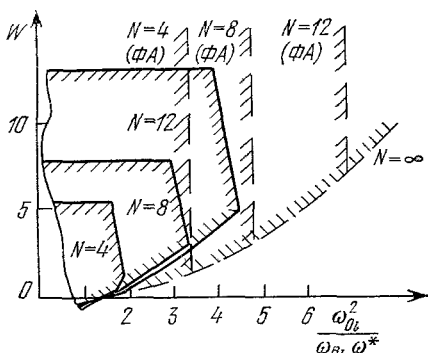


Рис. 11. Локальная схема построения системы стабилизации.

Каждая петля регулирования обслуживает свой сектор; Д — датчик, Э — электрод.

системы с $N \rightarrow \infty$ (рис. 11). Для мод с номером $m > N/2$ система обратной связи практически отсутствует.

Таким образом, использование пространственного фурье-анализа позволяет ослабить деградацию свойств системы обратной связи с дискретными электродами из-за эффекта взаимодействия мод.

Следует отметить, что эффект взаимодействия мод может играть не только вредную, но и полезную роль. В работе ⁵⁰ показано, как можно использовать его для формирования нужной частотной характеристики системы стабилизации. При этом сигнал от неустойчивых колебаний низшей моды, которую нужно стабилизировать, используется для создания вынужденных колебаний высшей устойчивой моды. Поля этих вынужденных колебаний вновь улавливаются датчиками системы стабилизации, и полученный сигнал воздействует на низшую неустойчивую моду. В этой схеме сама плазма используется в качестве элемента радиотехнической цепи, обеспечивающего амплитудно-частотные характеристики, недостижимые при применении обычных сосредоточенных радиотехнических элементов.

4. ПОДАВЛЕНИЕ ЖЕЛОБКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

а) Эксперименты по стабилизации желобковой неустойчивости

Задача стабилизации желобковой неустойчивости в адиабатических ловушках была успешно решена М. С. Иоффе с сотрудниками с помощью создания «магнитной ямы» ¹⁹ задолго до начала экспериментов по стабилизации обратными связями, так что развитие термоядерных исследований на открытых ловушках само по себе не вынуждало искать новые методы стабилизации желобковой неустойчивости, если не считать, конечно, возможных технических и экономических выгод от применения нового метода в реакторных условиях, если последние будут когда-либо достигнуты в системах подобного типа.

Однако, благодаря тесной связи желобковой неустойчивости с другими гидромагнитными неустойчивостями, свойственными различным термоядерным системам удержания, и исключительному удобству и чистоте эксперимента на открытых ловушках, именно последние послужили испытательным полигоном для проверки возможностей нового метода стабилизации, его детального исследования и сравнения с теорией. Полученные в этих экспериментах результаты позволяют с большей уверенностью рассматривать применение нового метода в более сложных ситуациях, где нет альтернативных путей стабилизации или последние связаны с недопустимым ухудшением параметров установки.

Подавление желобковой неустойчивости обратными связями подробно исследовано на открытых магнитных ловушках с нейтральной инжекцией «Огра-II» ^{8, 9}, «Феникс-II» ^{20-23, 25, 26}, «Огра-III» ⁵¹⁻⁵³. Во всех этих экспериментах для введения обратной связи использовалось наиболее простое техническое средство — внешние электроды, окружающие плазму, а для измерений — электростатические зонды.

Первые эксперименты ^{8, 9, 20-23, 25, 26, 51} были сделаны с системами, построенными по локальному принципу (см. рис. 11), с числом электродов от 1 до 6. В работе ⁵¹ было показано, что устойчиво удерживаемая плотность возрастает с ростом числа электродов. Анализ этого факта ⁴⁹ привел в последующих экспериментах ^{52, 53} к разработке системы обратной связи нелокального типа с пространственным фурье-анализом. Так как данная система, по-видимому, является наиболее совершенной из исполь-

зованных до сих пор и принципы ее построения представляют общий интерес, мы позволим себе более подробно описать устройство этой системы и полученные с ней результаты.

Эти эксперименты проводились на простой пробочной ловушке, заполняемой плазмой с помощью инжекции быстрых атомов водорода с энергией 20 кэв.

Без стабилизации накопление плазмы в ловушке ограничивается на уровне плотности 10^8 см^{-3} из-за раскачки первой азимутальной моды

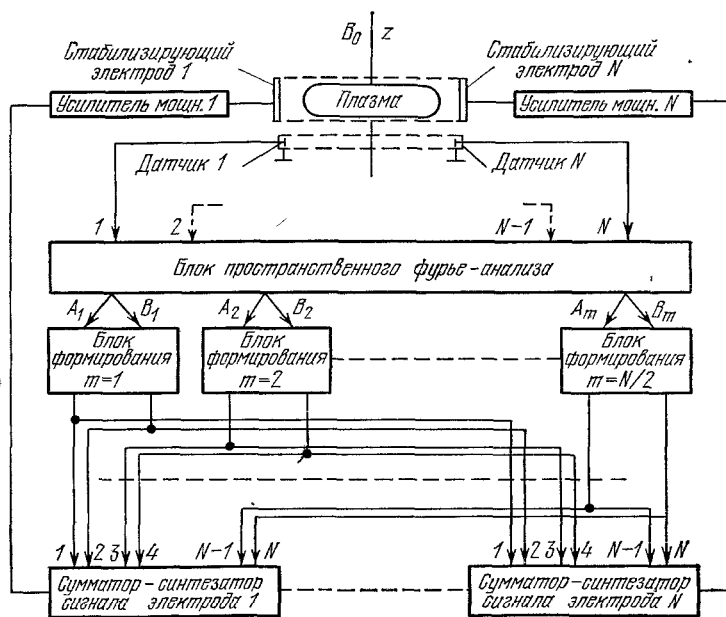


Рис. 12. Упрощенная блок-схема 12-электродной электростатической системы стабилизации желобковых колебаний на установке «Огра-III».

В системе использован пространственный фурье-анализ.

$m = 1$ желобковой неустойчивости. Для стабилизации была использована электростатическая система из 12 электродов (рис. 12), равномерно расположенных на цилиндрической поверхности вокруг плазмы. Информация об электрических полях плазмы получалась с помощью 12 электростатических датчиков, расположенных, как и электроды, равномерно вокруг плазмы. Электростатические датчики — это металлические электроды, заземленные через входные сопротивления усилителей и экранированные со всех сторон, кроме стороны, обращенной к плазме. Сигналы на входе усилителей пропорциональны производной по времени от радиальной компоненты электрического поля у поверхности датчиков.

После предварительного усиления сигналы со всех датчиков поступают на блок пространственного фурье-анализа, где из них, как описано выше, формируются сигналы, пропорциональные синусным и косинусным составляющим первых шести азимутальных мод. Эти сигналы усиливаются и преобразуются независимо для каждой моды, что позволяет осуществлять независимую стабилизацию низших азимутальных мод и подбирать для них оптимальные коэффициенты передачи. Управляющие воздействия, сформированные для различных мод, поступают затем на блоки фурье-синтеза, где они суммируются с весовыми множителями, вычисленными с учетом азимутального положения каждого электрода,

и в результате формируются управляющие воздействия для каждого электрода.

Важным элементом системы стабилизации, не показанным на рис. 13, является дополнительная обратная связь между выходом и входом системы, нейтрализующая паразитную емкостную связь между электродами

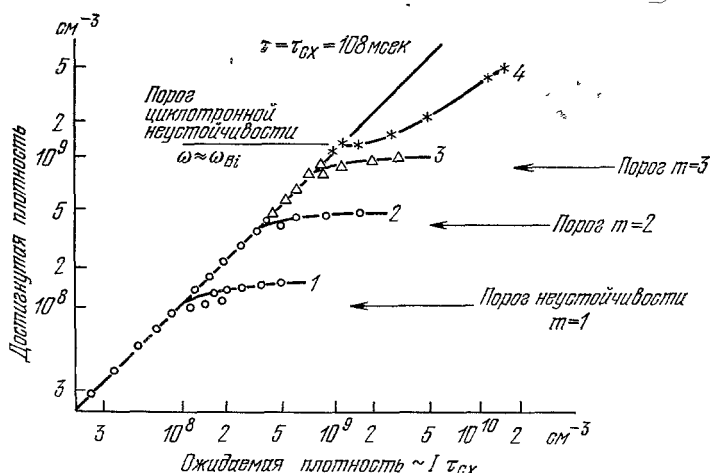


Рис. 13. Зависимость средней концентрации плазмы в ловушке «Огра-III» от максимальной возможной в отсутствие неустойчивостей концентрации⁵³.

Максимальное возможное время удержания τ равно времени перезарядки быстрых протонов на остаточном газе $\tau_{сх} = 108$ мсек. 1 — без стабилизации; 2 — включен канал стабилизации $m = 1$; 3 — включены каналы стабилизации $m = 1$ и $m = 2$; 4 — включены каналы стабилизации $m = 1$, $m = 2$, $m = 3$.

и датчиками и подавляющая генерацию системы стабилизации при больших усилениях в отсутствие плазмы. Таким образом реализуется граничное условие (2.4).

С помощью этой системы стабилизации удалось последовательно подавить три азимутальные моды желобковой неустойчивости. На рис. 13⁵³ приведена зависимость средней плотности плазмы в ловушке от «ожидаемой» плотности — величины, которая должна была бы получиться при заданном токе инжекции и заданных вакуумных условиях, определяющих время жизни быстрых протонов до перезарядки на остаточном газе при полной устойчивости.

Без стабилизации плотность ограничена желобковой модой $m = 1$ при плотности 10^8 см⁻³. При включении канала стабилизации $m = 1$ плотность подымается до $4 \cdot 10^8$ см⁻³, где развивается вторая азимутальная мода $m = 2$. Ее стабилизация позволяет подняться до порога третьей моды $9 \cdot 10^8$ см⁻³. Если мода $m = 3$ стабилизирована, то при больших плотностях потери, как показано в⁵³, связаны уже не с желобковой неустойчивостью, а с колебаниями на ионной циклотронной частоте из-за модифицированной неустойчивости отрицательной массы⁵⁴. Потерь, связанных с желобковой неустойчивостью, не обнаружено во всем диапазоне исследованных плотностей — вплоть до $5 \cdot 10^9$ см⁻³.

Пятидесятикратное увеличение устойчиво удерживаемой плотности при использовании поверхностной системы стабилизации означает, что высшие радиальные моды, на которые поверхностная система не воздействует, по каким-то причинам не дают потерь плазмы. В работе⁵³ показано, что на самом деле раскачка высших радиальных мод происходит, но приводит не к потерям, а к перестройке радиального профиля плот-

ности, приближая его к «прямоугольному», в результате чего происходит самостабилизация высших радиальных мод. В работе ⁵² детально исследованы собственные частоты различных ветвей колебаний моды $m = 1$. Результаты этих исследований приведены на рис. 14, где показаны теоретические и экспериментальные зависимости собственных частот от плотности плазмы и соответствующие теоретические радиальные решения.

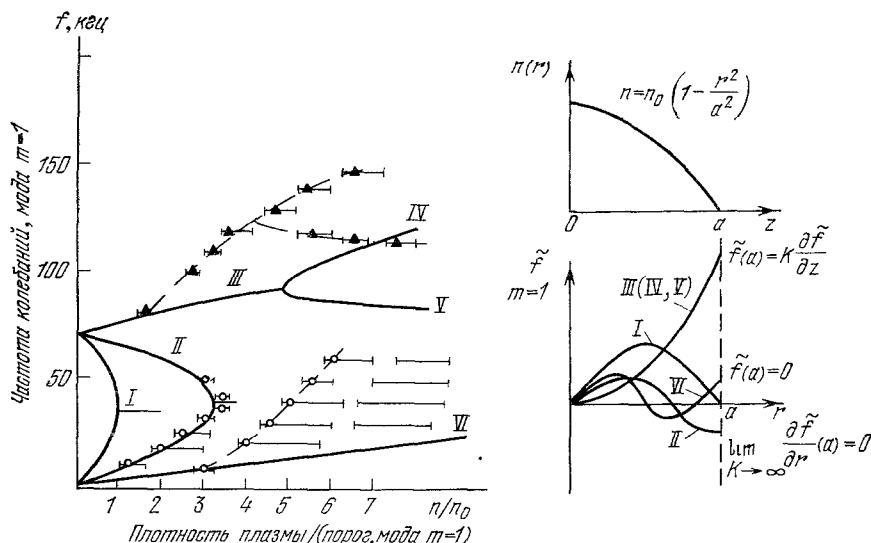


Рис. 14. Зависимости наблюдаемых частот желобковых колебаний моды $m=1$ от концентрации в ловушке «Огра-III» при включении обратной связи ⁵².

Черточки — диапазон концентраций, где наблюдаются (с амплитудой более 10% максимальной) колебания на данной частоте. Кружки и треугольники — концентрации, при которых амплитуда на данной частоте максимальна. Сплошные линии — теоретические зависимости при параболическом профиле концентрации. Справа показаны параболический профиль концентрации и теоретические радиальные распределения амплитуды колебаний для различных ветвей. Кривые с одинаковыми номерами в левой и правой частях рисунка отвечают одной и той же ветви. Колебания в данном эксперименте возбуждались благодаря специальному выбору фазовых характеристик системы обратной связи.

Возбуждение ветвей колебаний достигалось введением соответствующих фазовых сдвигов в системе стабилизации. Правильность развитой теории была, таким образом, проверена не только по глобальному эффекту увеличения устойчиво удерживаемой плотности, но, что более важно, и по изменению дисперсионных свойств плазмы в присутствии обратной связи.

Для обеспечения одновременного затухания всех ветвей колебаний в работе ⁵³ была использована сложная фазочастотная характеристика, соответствующая рис. 9. С помощью такой схемы удалось понизить уровень колебаний моды $m = 1$ в плазме с 20 до 0,2 в/см, что соответствует уровню чувствительности измерительной схемы, определяемому тепловыми шумами системы стабилизации.

При оптимальной фазочастотной характеристике было исследовано влияние на характеристики плазмы динамического диапазона системы стабилизации, т. е. максимальной амплитуды потенциала на электродах, при которой сохраняется линейность всей системы. Как и ожидалось, для правильно работающей системы обратной связи достаточно иметь динамический диапазон, лишь немного превышающий уровень тепловых шумов на выходе усилительной схемы.

Желобковая неустойчивость в пробочных ловушках может возникать не только в плазме с горячими ионами, но и в плазме с горячими электронами, получаемой с помощью высокочастотного нагрева. Попытка

стабилизировать такую плазму с температурой электронов 30 кэВ и плотностью около 10^9 см^{-3} с помощью одноэлектродной поверхностной электростатической системы описана в работе ⁵⁵.

б) Магнитная стабилизация поверхностных мод

Для воздействия на плазму можно использовать не только внешние электрические, но и магнитные поля. Для стабилизации желобковой неустойчивости можно использовать при этом два подхода, различающиеся направлением дополнительного стабилизирующего поля \mathbf{B}' .

Если поле \mathbf{B}' перпендикулярно основному полю ловушки, то дополнительное магнитное давление на плазму, возникающее в местах приложения поля \mathbf{B}' , пропорционально B'^2 . Такое давление можно создать, пропуская токи через проводники, параллельные оси ловушки и аналогичные «палкам Иоффе», используемым для создания «минимума B ». Ток

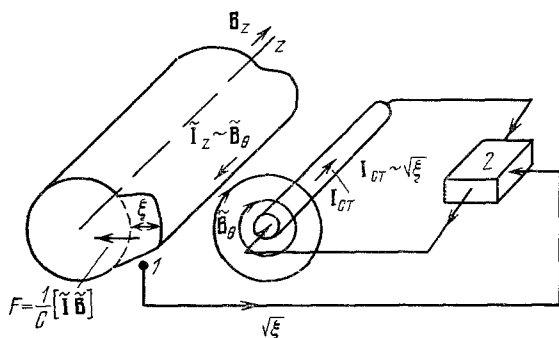


Рис. 15. Схема стабилизации желобковых колебаний с помощью управления внешним магнитным полем, перпендикулярным основному полю ловушки, предложенная в работе ¹.

Показан лишь один из внешних проводников, ток в котором меняется системой регулирования пропорционально корню из смещения ξ . 1 — датчик смещения, 2 — система регулирования.

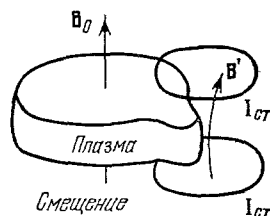


Рис. 16. Схема подавления желобковой неустойчивости плазмы в короткой ловушке магнитной системой обратной связи.

в данном проводнике должен возбуждаться в тех случаях, если измерительная система обнаружила смещение плазмы в его сторону. Именно такая стабилизация обсуждалась в пионерской работе ¹ (рис. 15).

Подчеркнем, что схема ¹ существенно нелинейна — стабилизирующие токи $\sim \sqrt{\xi}$, ξ — смещение плазмы.

В короткой ловушке с размером l вдоль \mathbf{B} меньше или порядка радиуса возможна стабилизация значительно меньшим переменным полем $\mathbf{B}' \parallel \mathbf{B}$, с использованием линейного члена в магнитном давлении $\mathbf{B}\mathbf{B}'/4\pi$ ⁵⁶⁻⁵⁸. Такое поле создается азимутальными токами вне плазмы (рис. 16). С макроскопической точки зрения стабилизация обязана действию силы Лоренца $F_r = (1/c) I_0 B'$ на ларморовский ток $I_0 = (c/B) dp/dr$, p — невозмущенное давление. На «микроскопическом» языке движения отдельных частиц стабилизация происходит из-за радиального дрейфа в неоднородном (по θ) поле \mathbf{B}' . Дивергенция дрейфового тока дает плотность заряда

$$-\frac{c}{i\omega} \frac{1}{B} \frac{\partial p}{\partial r} \frac{\partial B'}{\partial r}.$$

Сравнивая эту величину с плотностью заряда, вызываемой дестабилизирующим действием неблагоприятной кривизны невозмущенного поля \mathbf{B} ,

находим условие стабилизации $B' > B\xi/L$, L — характерный размер изменения B *).

Легко видеть, что в присутствии поля B' такого порядка колебания остаются почти потенциальными, $|\operatorname{rot} \mathbf{E}| = |\omega B'/c| \ll E/a$. Существенное влияние слабой непотенциальности на устойчивость объясняется компенсацией (больших) электронного и ионного токов, вызванных электрическим дрейфом. В однородном поле эта компенсация полная. Небольшое разделение зарядов возникает лишь в неоднородном поле $B(r)$ и пропорционально $\partial B/\partial r$. Именно от этой величины и зависит требуемое для стабилизации поле B' . Магнитная система стабилизирует также баллонную (электромагнитную) желобковую моду плотной плазмы ⁵⁶.

Отметим одно важное отличие магнитной стабилизации от электростатической. При заданном смещении ξ_r плотность зарядов на поверхности плазмы $r = a$ пропорциональна концентрации. Поэтому при $\omega_{oi} \gg \omega_{Bi}$ нужное для стабилизации значение $\phi(b)$ растет, как $\phi(a) \omega_{oi}^2/\omega_{Bi}^2$. На другом языке, большие потенциалы $\phi(b)$ нужны потому, что поле внешних зарядов ослабляется в плотной плазме в $\varepsilon = \omega_{oi}^2/\omega_{Bi}^2$ раз, ε — диэлектрическая проницаемость. Магнитное же поле проникает (при $\beta \ll 1$) в плазму свободно, поэтому стабилизирующие токи от плотности не зависят. Это обстоятельство позволяет воздействовать с помощью магнитных полей и на другие типы электростатических колебаний плотной плазмы ⁵⁹.

Публикаций об экспериментах по подавлению желобков магнитными системами пока нет.

в) Подавление желобковой неустойчивости объемной обратной связью

Как уже указывалось, невозможность стабилизации высших радиальных мод является принципиальным дефектом поверхностной стабилизации. Тот факт, что в эксперименте ^{52, 53} эти колебания самостабилизировались, является счастливой особенностью данного эксперимента и не может рассматриваться, по-видимому, как общая закономерность. Поэтому несомненный интерес представляет развитие объемных методов стабилизации**).

Для стабилизации объемных мод, в которых величина осциллирует по радиусу, требуется вводить компенсирующие заряды внутрь плазмы, т. е. надо иметь контролируемые источники (стоки) зарядов в объеме ***). Метод контролируемых источников был впервые изложен применительно к дрейфовым колебаниям в работах ^{62, 63} и опробован одновременно в трех экспериментах ^{62, 64, 65}. Для желобковых колебаний, вытянутых вдоль силовых линий, роль объемных источников может играть, например, инжекция частиц с торцов ловушки.

Пусть в объеме плазмы имеются источники электронов с интенсивностью S , пропорциональной возмущению потенциала:

$$S = W\phi. \quad (4.4)$$

Из уравнения непрерывности для электронов легко найти связанное с источниками дополнительное возмущение электронной концентрации $n_{es} = -W\phi/i\omega$, так что дополнительное возмущение плотности заряда будет $\rho_s = -eW\phi/i\omega$. Эту величину надо добавить в правую часть урав-

*) Соответствующий результат ⁵⁶ (стабилизирующее поле $\sim \beta B\xi/a$) ошибочен.

**) В короткой ловушке высшие радиальные моды желобковой неустойчивости можно подавить (благодаря двумерному характеру колебаний) с помощью поверхностной системы из электродов, расположенных за торцами плазменного цилиндра ⁶⁰.

***)) Аналогично вводится, по крайней мере теоретически, обратная связь между возмущениями любой физической природы ⁶¹.

нения Пауссона (2.1). Поскольку мы интересуемся объемными модами, осциллирующими по радиусу, можно ограничиться квазиклассическим приближением $\varphi(r) \sim e^{ik_r r}$, в котором уравнение Пауссона принимает вид

$$k^2 \varphi = 4\pi(\rho + \rho_s), \quad (4.2)$$

где $k^2 = k_r^2 + (m^2/r^2)$, ρ — плотность заряда в отсутствие источника.

Появление источника эквивалентно, как видно из (4.2), изменению диэлектрической проницаемости плазмы на величину $-4\pi eW/i\omega k^2$. Можно сказать вообще, что введение объемной обратной связи (инжекция зарядов, пропускание токов и т. п.) означает контролируемое изменение диэлектрического тензора.

Объемное введение обратной связи для подавления желобковой неустойчивости было предложено в работе ⁶⁶. Так как фаза желобковой волны постоянна вдоль магнитного поля, для этой цели можно использовать инжекцию электронного пучка малой интенсивности через торец ловушки по всему сечению плазмы. Если модулировать интенсивность пучка в разных точках сечения в соответствии с флуктуациями потенциала данной силовой трубки или азимутального электрического поля на данной силовой трубке, а эти величины можно измерять с помощью того же электронного пучка, то можно управлять флуктуациями заряда внутри плазмы. Хотя данный метод дает необходимую пространственную структуру обратной связи и требуемые токи невелики, из-за технических сложностей создания пучка большого сечения и возможных эффектов пучковой неустойчивости он не был опробован в экспериментах.

В холодной плазме управляемый сток можно реализовать, управляя потенциалом введенного в плазму ленгмюровского зонда. Такой же зонд используется и для детектирования флуктуаций потенциала. Хотя данный способ контактный и не имеет «термоядерного» будущего, он является очень простым и удобным средством для модельных экспериментов. С его помощью уже получены интересные результаты, главным образом для дрейфовых волн (см. гл. 7).

Эксперименты по подавлению желобковой неустойчивости методом управляемого стока проводились в Висконсинском университете ^{16, 67, 68} с холодной плазмой, имеющей температуру электронов 7–10 э, температуру ионов 0,4 э и плотность 10^{10} – 10^{11} см⁻³. С помощью ленгмюровских зондов удалось подавить две азимутальные моды желобковой неустойчивости и исследовать диффузию плазмы под действием желобковых колебаний. На последнем вопросе мы более подробно остановимся в гл. 9.

В отличие от работ с горячей бесстолкновительной плазмой, рассмотренных нами ранее, в этих экспериментах существенную роль играют столкновения и связанные с ними диссипативные эффекты. В результате

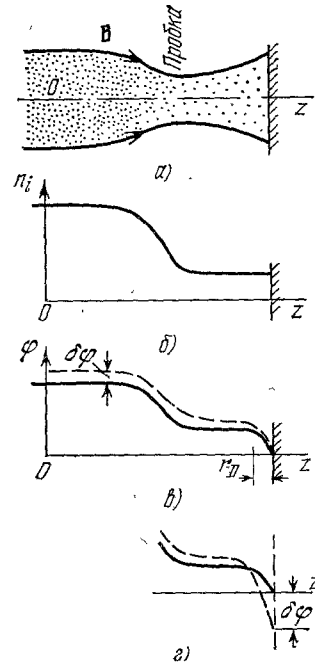


Рис. 17. Стабилизация желобковой неустойчивости «термоядерной» плазмы в открытой ловушке с помощью управления потоками электронов через пробки.

а) Плазма в ловушке; б) распределение концентрации ионов вдоль силовой линии магнитного поля; в) распределение потенциала: сплошная линия — невозмущенный потенциал, пунктировая — потенциал в желобковом возмущении. Увеличение потенциала означает, что на данной силовой трубке в результате дрейфа поперек магнитного поля возник избыток ионов или недостаток электронов; г) избыточный заряд можно ликвидировать, если уменьшить «продольную» утечку электронов, понизив потенциал секционированной стенки против данной силовой трубки. r_D — дебаевский радиус.

изменяются требования к частотным свойствам системы стабилизации. Эти изменения теоретически проанализированы и экспериментально исследованы в работе ¹⁶. Выводы этой работы хорошо согласуются с результатами работ на открытых ловушках с нейтральной инжекцией, изложенных ранее.

Для подавления желобков в открытой ловушке с термоядерными параметрами плазмы предложена ⁶⁹ другая реализация контролируемых источников — управление «естественными» потоками электронов, обязанными столкновительным потерям через пробки (рис. 17). Электроны удерживаются в ловушке благодаря тому, что плазма принимает положительный потенциал. Его величина устанавливается такой, чтобы столкновительный уход электронов через потенциальный барьер был равен потерям ионов. Потоки электронов через пробки можно изменять варьированием разности потенциалов $\delta\Phi$ между плазмой и (секционированной) запорочной стенкой. Для стабилизации плазмы с $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_i \sim 100 \text{ кэВ}$, длиной $\sim 100 \text{ см}$ в поле $B \sim 3 \cdot 10^4 \text{ гс}$ нужно передаточное отношение $\delta\Phi/\delta\varphi \sim 10$, $\delta\varphi$ — колебание потенциала в желобке.

5. СТАБИЛИЗАЦИЯ ВИНТОВЫХ МОД ГИДРОМАГНИТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА С ТОКОМ

а) Теоретические предложения

В современных исследованиях по управляемому термоядерному синтезу наибольшее внимание уделяется, пожалуй, системам токамак ⁷⁰.

Токамак — тороидальная ловушка, в которой изоляция плазмы от стенок осуществляется азимутальным полем B_θ продольного тока I_ϕ (рис. 18). МГД устойчивость шнура достигается наложением продольного магнитного поля B_ϕ . Для стабилизации возмущений, локализованных внутри шнура, по-видимому, достаточно, чтобы всюду в плазме

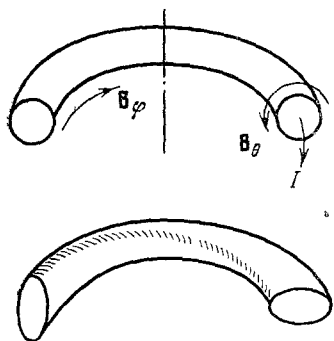


Рис. 18. Плазменный шнур в токамаке.

Возмущение $m = 2$, $n = 1$.

$$q \equiv \frac{rB_\phi(r)}{RB_\theta(r)} > 1, \quad (5.1)$$

где R — большой радиус тока, r — расстояние от круговой оси. Поскольку R много больше радиуса плазменного шнура a , то, как видно из (5.1), стабилизирующее поле B_ϕ должно быть много больше поля тока B_θ . Еще более жесткое требование на B_ϕ возникает из условия устойчивости относительно крупномасштабных винтовых возмущений $\psi(r) \exp(im\theta - in\varphi)$ типа поверхностных волн (ψ максимальна около границы плазмы), m, n — целые числа. Оно имеет вид

$$q > m. \quad (5.2)$$

При невыполнении этого условия развивается неустойчивость с инкрементом порядка альвеновской частоты $\Delta\Omega_A = B_\theta/\sqrt{4\pi\rho a}$, ρ — массовая плотность плазмы.

Критическое число m зависит от распределения тока по сечению ⁷¹. Реальную опасность для удержания представляют, по-видимому, волны $m \leq 3$, так что, согласно (5.2), требуется $q > 3$. С возбуждением винтовых МГД мод связывают наблюдаемое явление срыва тока в токамаках.

Продольное поле B_ϕ не может быть сделано сколько угодно большим. Разумные цифры для современных установок — несколько десятков килогаусс. Поэтому условие (5.2) (критерий Крускала — Шафранова) накладывает ограничение на ток, а вместе с ним, поскольку поле тока B_θ выполняет и функцию удержания плазмы, ограничивает температуру и время жизни плазмы. Таким образом, эти важнейшие параметры определяются в конечном счете техническим ограничением на величину продольного поля, которое само по себе не оказывает существенного влияния на удержание. Подавление винтовых мод способом, отличным от приложения сильного продольного поля, позволило бы поднять ток и, по-видимому, значительно улучшить характеристики токамаков. Поскольку требуется подавлять небольшое число мод, и притом длинноволновых, можно использовать метод обратных связей, заключающийся в управлении магнитным полем вне плазмы. Идея стабилизации проста. Рассмотрим, например, плоское извивание $|m| = 1$ (рис. 19). Для того чтобы вернуть шнур в положение равновесия, надо, очевидно, в том месте, где произошло извивание, приложить достаточно сильное магнитное поле, перпендикулярное плоскости рисунка *).

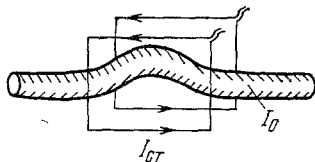


Рис. 19. Изгиб шнура и его стабилизация внешним полем.

Можно думать, что, сделав вдоль тора достаточно много датчиков смещения и рамок с токами, удастся контролировать все длинноволновые колебания. В действительности ситуация сложней. Сила, с которой действуют внешние токи на данный элемент шнура, зависит не только от смещения этого элемента, но и от ориентации всего винтового возмущения относительно силовой линии невозмущенного магнитного поля. В самом деле, если возмущение зависит от угловых координат, как $\exp(im\theta - in\phi)$, то такой же должна быть зависимость и стабилизирующих токов, и обязанного им магнитного поля B' . В вакууме $B' = \nabla\psi$, так что магнитное давление, которое должно оттолкнуть границу к положению равновесия, в линейном по B' приближении равно

$$\frac{BB'}{4\pi} = \frac{iB_0}{4\pi a} (m - nq) \psi. \quad (5.3)$$

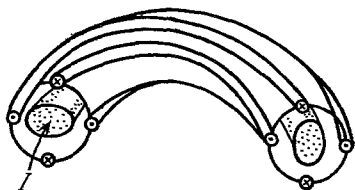


Рис. 20. Стабилизирующая обмотка на моду $m = 2, n = 1$. Показано лишь несколько витков.

Мы видим, что внешние токи, пропорциональные смещению, могут, в зависимости от знака $m - nq$, давать как стабилизирующее усилие, возвращающее шнур к равновесию, так и раскачку. Поэтому, чтобы получить условие устойчивости при наличии «стабилизирующих» токов, требуется детальное рассмотрение с учетом распределения токов в плазме (им определяются значения $m - nq$, при которых нужна стабилизация).

Практически система стабилизации моды (m, n) должна строиться в виде пары винтовых обмоток, намотанных на некоторой поверхности $r = b > a$ с плотностями $\cos(m\theta - n\phi)$ и $\sin(m\theta - n\phi)$ (рис. 20). Соответственно надо иметь две системы датчиков, измеряющих «косинусную» и «синусную» составляющие возмущения. Датчики могут измерять непосредственно смещение плазмы из положения равновесия или пропорцио-

*) Картина развития и стабилизации винтовой моды на языке движения зарядов прослежена в работе ⁷².

нальные ему величины: возмущения температуры, магнитного поля и т. п. Сложность состоит в том, чтобы организовать измерение так, чтобы пропорциональный измеряемому сигналу ток j в обмотках имел нужную зависимость от $m - nq$. Стабилизация винтовых мод обратными связями обсуждалась, применительно к шнуру со скинированными токами, в работе ¹, где принималось, что коэффициент пропорциональности между смещением и дополнительным магнитным давлением у поверхности плазмы не

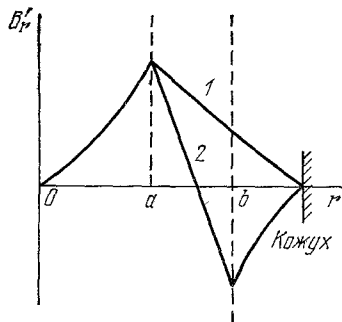


Рис. 21. Радиальный профиль магнитного поля возмущения. 1 — при наличии кожуха, 2 — с обратной связью (стабилизирующий ток на поверхности $r = b$), a — радиус плазмы.

зависит от пространственной структуры возмущения. Это означает, что стабилизирующий ток должен быть обратно пропорционален $m - nq$, где q берется на границе плазмы. К этой же зависимости сводится результат ⁷³. Такую зависимость от q (q меняется в процессе разряда) трудно, однако, реализовать. Наиболее простой для реализации является, по-видимому, зависимость $j \sim m - nq$, эквивалентная приближению к плазме металлического кожуха ⁷⁴⁻⁷⁶. Стабилизирующее действие кожуха объясняется тем, что против того места, где произошло смещение шнура с током, в кожухе возникает антипараллельный ток изображения. Магнитное поле этого тока отталкивает шнур к положению равновесия. На рис. 21 показан радиальный профиль радиальной составляющей возмущения магнитного поля B_r' при наличии пассивного кожуха и в присутствии системы обратных связей, которая поддерживает на поверхности $r = b$ ток, пропорциональный B_r' у границы плазмы. Как видно, увеличение отношения стабилизирующего тока и $B_r'|_{r=a}$ (коэффициента усиления) равносильно придвиганию к плазме кожуха. Это легко понять также, исходя из представления о том, что правильно построенная система регулирования стремится «занулить» сигнал на входе, т. е. на датчике. Обращение же в нуль B_r' на поверхности, где расположены датчики, эквивалентно наличию на ней фиктивного кожуха. Присутствие кожуха у границы плазмы, как видно из рис. 21, делает невозможным существование поверхностных волн. Остаются только объемные моды, максимальный инкремент которых в R/a раз меньше, чем у поверхностных. Эти моды слабо чувствительны к стабилизирующим токам ^{77*}).

Близкий к шнуру эффективный кожух можно осуществить, не имея специальных датчиков B_r' у поверхности плазмы. В качестве датчиков могут служить те же обмотки, в которых возбуждаются стабилизирующие токи ⁷⁹⁻⁸¹. Суть дела состоит в следующем. Напишем закон Ома для тока j , наводимого в обмотке с сопротивлением η , соединенной последовательно с некоторым внешним импедансом $Z_e(\omega)$:

$$\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} = (\eta + Z_e) j; \quad (5.4)$$

здесь Φ — магнитный поток, пронизывающий контур обмотки. Разобьем Φ на два потока: «первичный» Φ_1 , обязанный токам в смещенном шнуре, и вторичный — из-за самоиндукции обмотки L .

*) Заметим, что для описания колебаний с малым инкрементом требуется явно учитывать тороидальные эффекты. Поэтому сделанная в работе ⁷⁸ без учета тороидальности попытка найти частотную зависимость коэффициента передачи, обеспечивающую затухание колебаний, является, по-видимому, превышением точности.

Имеем $d\Phi/dt = (d\Phi_1/dt) - (l/c) (dj/jt)$, откуда

$$j = \frac{-i\omega\Phi_1/c}{\eta - (i\omega L/c^2) + Z_e(\omega)}. \quad (5.5)$$

Подберем импеданс $Z_e = \eta_e - i\omega l/c^2$ внешнего двухполюсника так, чтобы его активное сопротивление η_e было отрицательным и компенсировало сопротивление собственно обмотки η . Тогда

$$j = \frac{c\Phi_1}{L + L_e}. \quad (5.6)$$

Возмущенное поле B'_1 на поверхности $r = b$, из которого складывается поток Φ_1 , пропорционально возмущению поля у границы плазмы. Таким образом, ток оказывается, как и требуется, пропорциональным возмущению поля на границе шнура. Взяв $L_e < 0$ (но такой, что $L + L_e > 0$, так как иначе система самовозбудится), можно получить достаточно большой стабилизирующий ток.

Описанная простая магнитная система неэффективна для «почти желобковых» колебаний $m - nq \approx 0$. Это связано с ненаблюдаемостью желобка магнитными датчиками. Этой трудности можно избежать, если измерять не магнитное поле, а непосредственно смещение $\xi_r = a\hat{B}_r(a)/i(m - nq)B_0(a)$ ^{75, 76} (например, по модуляции тормозного излучения из горячей части шнура). Другой способ сделать желобки наблюдаемыми — наложение ВЧ магнитного поля малой, но конечной величины ^{82 *}). В получающейся комбинированной системе нужное ВЧ поле меньше необходимого для «чистой» (без обратной связи) динамической стабилизации. Стабилизация возможна также в нелинейной системе с конечной величиной тока в обмотках $j = j \text{ sign } B'_r$ ^{75, 84}. Возмущение магнитного поля присутствует в желобке также и из-за тороидальных эффектов (примесь азимутальных гармоник $m = \pm 1$) ⁸⁰. Заметим, что наблюдаемость или ненаблюдаемость неустойчивого возмущения магнитными зондами вне плазмы существенно зависит от распределения тока по сечению шнура. В частности, в практически наиболее интересном случае колоколообразного распределения тока проблемы ненаблюдаемости, видимо, не возникает, поскольку из результатов работы ⁷¹ для ступенчатого распределения следует, что все моды $m \geq 2$ должны стабилизироваться приближением кожуха.

Если колоколообразное распределение тока достаточно острое, то раскачка винтовых мод $m \geq 2$ в горячей (идеально проводящей) плазме вообще невозможна ⁷¹. Однако при таком распределении периферийная область шнура, не испытывающая джоулева нагрева, оказывается относительно холодной и имеет невысокую проводимость. Если в эту зону попадает поверхность, на которой $q = m/n$, то возможно развитие более медленной (с инкрементом $\ll \Omega_A$) винтовой неустойчивости диссипативной природы — тиринг-моды ⁸⁵. Именно эта неустойчивость, скорее всего, отвечает за медленное нарастание возмущения $m = 2$ на начальной стадии срыва (так называемый предсрыв) на установке Т-4 со сравнительно острым распределением тока ⁸⁶. Срыва в целом можно было бы избежать, если с помощью обратной связи подавить тиринг-моду. Профиль радиального смещения и B'_r в тиринг-моду показан на рис. 22. Если в окрестности точки r_s , в которой $q = m/n$, величина $d^2 B_r / B dr^2 > 0$, то диффузия поля из соседних областей приводит к нарастанию возмущения. Стабилизация ($d^2 B_r / B dr^2 < 0$) достигается, если система обратных связей эквивалентна

*) Сходные методы используются для удержания жидкого металла в ВЧ магнитном поле (см. ⁸³ и цитируемые там работы).

кожуху, вдвинутому в плазму *). Такая ситуация реализуется, например, если стабилизирующий ток пропорционален результату измерения смещения горячей части шнура. С технической стороны система стабилизации тиринг-моды представляется проще, чем для быстрых неустойчивостей идеально проводящей плазмы, поскольку ввиду малости инкремента требования к быстрдействию менее жесткие.

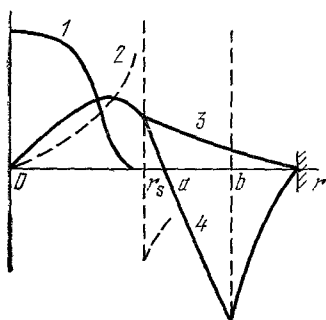


Рис. 22. Стабилизация тиринг-моды.

a — радиус плазмы, r — радиус поверхности, на которой $q(r) = m/n$; 1 — профиль тока, 2 — радиальное смещение, 3 — радиальная составляющая магнитного поля возмущения при наличии простого кожуха, 4 — то же в присутствии стабилизирующего тока на поверхности $r = b$.

б) Эксперименты по стабилизации винтовых мод

Стабилизация винтовых мод в токамаках по целому ряду причин (выделенность нескольких низших мод, крупномасштабность, возможные улучшения удержания и нагрева) представляется сегодня наиболее интересным полем деятельности для применения метода обратных связей в термоядерных исследованиях. До сих пор, однако, полностью успешных экспериментов в этой области не было.

Попытка осуществить стабилизацию винтовой моды $m = 2$, $n = 1$ была предпринята на установке АТС в Принстоне⁸⁸. Использовалась

магнитная система обратной связи. Возмущения тороидального поля B_z измерялись снаружи от плазмы четырьмя магнитными зондами, расположенными в средней плоскости тора на его внешнем обходе с шагом 90° . Для компенсации сигнала от поля тока ($m = 0$), а также возможных колебаний с $m = 4$ и $n = 2$ противоположные зонды включались навстречу друг другу, так что сигнал одного вычитался из сигнала другого. Сигналы с двух пар зондов (они сдвинуты по фазе друг относительно друга на 90° , так как номер моды по большому обходу тора $n = 1$) суммировались с весовыми множителями, которые можно было менять с целью введения желательного фазового сдвига, не зависящего от частоты колебаний.

Полученный сигнал усиливался усилителем мощностью $0,5 \text{ Мвт}$, который через индуктивную связь возбуждал токи в управляющих витках. Вообще говоря, для получения управляющего магнитного поля нужной конфигурации нужно было использовать две винтовые обмотки с противоположно направленными токами, каждая из которых замыкается сама на себя после двухкратного обхода тора. В экспериментах⁸⁸ эта обмотка была аппроксимирована (рис. 23) восемью плоскими полукольцами, расположенными вдоль образующих тора с шагом 90° по малому обходу и соединенными перемычками, в результате чего образовались четыре изогнутых по большому радиусу рамки с током. Такая конфигурация неизбежно создает поля высших гармоник, однако, по утверждению авторов, это не влияло на работу системы стабилизации, так как воздействие на плазму не изменялось при отключении некоторых из рамок.

Амплитудно-частотная характеристика всей системы была плоской (с точностью 3 дб) до частоты 32 кГц (характерный диапазон частот неустойчивых колебаний $5\text{--}20 \text{ кГц}$). Фазочастотная характеристика была далека от желательной: сдвиг фазы менялся от 90° при 22 кГц до 180° при 55 кГц , что частично связано с влиянием проводящей камеры.

*) Влияние приближения кожуха на тиринг-моду рассматривалось в работе⁸⁷.

Полное усиление системы стабилизации ограничивалось самовозбуждением из-за связи между датчиками и стабилизирующими витками, так что коэффициент передачи (отношение поля витков к полю возмущения) не превышал 0,5 на радиусе диафрагмы и 0,25 на резонансной поверхности в плазме, где $q = 2$.

Несмотря на столь неудовлетворительные технические характеристики системы стабилизации, с ее помощью удалось наблюдать синусоидальную зависимость частоты и амплитуды колебаний от фазового сдвига

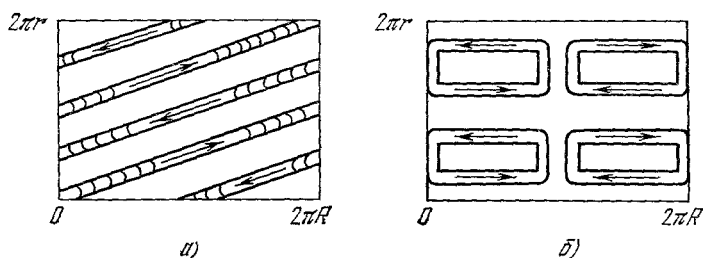


Рис. 23. Расположение винтовых проводников на развертке тора, отвечающее моде $m = 2$, $n = 1$ (а), и расположение проводников в экспериментах на АТС⁸⁸ (б).

в системе стабилизации. Изменение частоты $\Delta f/f$ достигало 40%, а изменение амплитуды $\Delta A/A = \pm 20\%$. Подобная зависимость показывает, что при больших усилениях можно было бы ожидать лучших результатов. С другой стороны, она может рассматриваться как указание на диссипативную природу раскачки стабилизируемых колебаний (тиринг-мода⁸⁵).

Как правильно отмечается в работе⁸⁸, магнитные измерения являются далеко не лучшим методом решения поставленной задачи, так как на начальной (наиболее интересной с точки зрения обратной связи) стадии развития колебания локализованы внутри плазмы вблизи резонансной поверхности с $q = 2$ и не дают внешних возмущений магнитного поля. Кроме того, трудно устранить или скомпенсировать индуктивную связь датчиков со стабилизирующими витками. Гораздо более перспективным методом является наблюдение смещений внутри плазмы с помощью коллимированных рентгеновских датчиков, реагирующих на перемещение более холодных или более горячих слоев плазмы в зону видимости данного датчика. Такая методика уже успешно используется для диагностики внутренних мод МГД колебаний^{86, 89} и, несомненно, может с успехом использоваться и для систем обратной связи.

Подводя итог экспериментам на АТС, следует отметить, что, хотя в них и не удалось добиться устойчивости, они тем не менее подтвердили принципиальную возможность стабилизации винтовых мод в токамаке обратной связью.

Эксперименты по стабилизации винтовой моды $m = 2$ планировались на установке ТО-1 в ИАЭ им. И. В. Курчатова. До настоящего времени здесь, однако, проведены лишь опыты с возбуждением управляющей винтовой обмотки от генератора с током до 1 кА⁹⁰. Сообщений об экспериментах с замкнутой обратной связью не было.

в) Стабилизация θ -пинчей

Удобным способом генерации плотной и горячей плазмы являются так называемые θ -пинчи — системы, в которых плазменный шнур создается и сжимается за счет быстрого нарастания внешнего магнитного поля B , параллельного оси шнура. Возникающее при этом вихревое электриче-

ское поле вызывает в плазме азимутальный ток (отсюда название — прямой θ -пинч в отличие от Z -пинча с аксиальным током), который взаимодействует с полем и создает радиальную сжимающую силу.

Прямой θ -пинч нейтрально устойчив. Удержание плазмы ограничивается потерями через торцы, но эти потери столь велики, что при разумном ограничении размеров делают термоядерное использование θ -пинча невозможным. Попытки изменить конфигурацию с целью уменьшения этих потерь всегда приводят к неустойчивостям. Например, введение магнитных пробок вызывает желобковую неустойчивость моды $m = 1$ (высшие моды, по-видимому, подавлены эффектом конечного ларморовского радиуса). Так как в этих условиях неустойчива лишь одна крупномасштабная мода, заманчиво использовать стабилизацию обратной связью.

С этой целью в Калэмской лаборатории было подробно исследовано движение плазмы θ -пинча под действием внешних переменных полей^{91, 92}, однако экспериментов с замкнутой системой обратной связью до сих пор выполнено не было.

Более радикальным методом устранения торцевых потерь, чем пробки, является замыкание θ -пинча в тор. Такая конфигурация сама по себе не является равновесной: плазменное кольцо растягивается по большому радиусу. Один из способов достижения равновесия — пропустить достаточно сильный продольный ток (конфигурация «скрю-пинч»), взаимодействие которого с токами изображения в кожухе или внешним магнитным полем, перпендикулярным плоскости тора, дает силу, удерживающую тор от растягивания. Другой путь — наложение дополнительного магнитного поля («стелларатор с большой β ») — принят, например, на установке «Сциллак». Равновесие можно получить, в частности, добавляя к основному тороидальному полю комбинацию гофрированного (поле пропорционально $\sin k\varphi$) и винтового (поле пропорционально $\sin(\theta - k\varphi)$) полей. Здесь угол θ отсчитывается по малому обходу тора, φ — по большому.

В обоих случаях, однако, возникает винтовая неустойчивость с $m = 1$ (смещение пропорционально $\sin(\theta - n\varphi)$). «Выделенность» этой моды позволяет надеяться на ее стабилизацию обратной связью. Естественно, что практически важный для существования подобных установок принцип стабилизации был прежде всего проверен на более простых прямых системах.

Опыты по стабилизации винтовой моды $m = 1$ ⁹³ в линейном скрю-пинче проводились с длинным ($L = 142$ см), тонким ($r = 0,8$ см), относительно холодным ($T = 11$ эв) плазменным шнуром с большой плотностью (выше 10^{16} см⁻³) и давлением ($\beta = 0,2$) в сильном продольном поле (16 кГс) при продольных токах в 1,8 раза выше предела Крускала — Шафранова для $m = 1$. При таких параметрах неустойчивость развивается с инкрементом $\gamma = 0,55 \cdot 10^6$ сек⁻¹.

Возмущения поля измерялись магнитными зондами. Воздействие на плазму осуществлялось двумя взаимно перпендикулярными рамками с током, создавшими поле, перпендикулярное оси плазменного шнура. Система обратной связи, имевшая мощность по 2,8 Мет на каждую координату (т. е. каждую рамку), обеспечивала в этих рамках токи до 2000 ампер-витков (при токе в плазме 3800 а). Стабилизация наблюдалась при коэффициентах передачи, больших 1, но меньше 1,4, когда система самовозбуждалась. Были приняты специальные меры для компенсации индуктивной связи между рамками и датчиками. Токи в рамках пропорциональны смещению и скорости плазменного шнура. Временная задержка в канале обратной связи составляла $\tau = 0,6$ мксек. Меняя начальное давление газа в разрядной камере, можно было менять инкремент неустойчиво-

сти. Оказалось, что стабилизация возможна лишь при достаточно малых инкрементах, когда параметр $\gamma\tau < 0,42$.

Следует специально остановиться на роли параметра $\gamma\tau$ в экспериментах с быстро нарастающими аperiodическими неустойчивостями, так как, по-видимому, именно этот параметр накладывает наиболее трудно выполнимые требования на технические характеристики систем стабилизации таких неустойчивостей.

Параметр $\gamma\tau$ возникает по двум причинам. Прежде всего, легко показать, рассматривая, например, модель перевернутого маятника, стабилизируемого обратной связью по положению и скорости *) с задержкой τ в цепи обратной связи, что даже при оптимальном выборе параметров обратной связи с ростом τ стабилизация нарушается при $\gamma\tau \geq 1$, где γ — инкремент неустойчивости в отсутствие обратной связи. Другое ограничение на этот параметр возникает из-за конечного динамического диапазона системы стабилизации. Например, в рассмотренных выше опытах со скрю-пинчем система стабилизации могла вернуть шнур на место только при смещениях ξ_{\max} меньше 3 мм. В быстрых импульсных процессах приготовления плазмы возможны большие начальные возмущения ξ_0 . За время задержки в системе стабилизации они возрастут до $\xi_0 e^{\gamma\tau}$. Очевидно, что стабилизация невозможна при $\gamma\tau > \ln(\xi_{\max}/\xi_0)$. Численные расчеты⁹⁴ показывают, что для реальных систем ограничение на параметр может быть еще более жестким: $\gamma\tau < 0,5$. Проблема обеспечения нужного быстродействия оказалась основной в работе по стабилизации тороидального θ -пинча «Сциллака» в Лос-Аламосе. Хотя работы в этом направлении ведутся уже много лет, они все еще не привели к поставленной цели. Тем не менее устройство стабилизации тороидального θ -пинча «Сциллака» заслуживает подробного описания ввиду масштаба работы и ради демонстрации технических трудностей, возникающих при стабилизации быстрых МГД колебаний в термоядерном эксперименте.

В теоретических работах^{95, 96} было показано, что для введения обратной связи можно использовать ту же действующую на плазму объемную силу, возникающую при наличии комбинации гофрированного и винтового полей, что используется и для достижения равновесия. Направление вектора силы можно изменять, меняя относительный пространственный «сдвиг фазы» между гофрированным и винтовыми полями. Для этой цели на установке «Сциллак» к программированной одновитковой катушке, обеспечивающей сжатие и равновесие, добавлены управляемые системой обратной связи одновитковые катушки, меняющие гофрировку магнитного поля. Эти катушки расположены под основной катушкой, дающей продольное сжимающее поле, по четыре пары катушек на период винтового поля. Период винтового поля в проведенных экспериментах составлял 43 см, что значительно меньше, чем половина длины волны по большому обходу тора самых коротких тороидальных мод. (Радиус «Сциллака» 4 м, максимальное, согласно теории и эксперименту, тороидальное волновое число для неустойчивых колебаний моды $m = 1$ равно $n = 6$, длина волны 420 см.) Следовательно, направление стабилизирующей силы должно практически сохраняться на нескольких периодах винтового поля. Поэтому в первоначальном проекте было принято, что один усилитель мощности (один модуль) питает две пары катушек. Всего предполагалось использовать 60 таких модулей (по числу периодов винтового поля).

*) При том коротком масштабе времени, с которым имеют дело в θ -пинчах, медленная раскачка собственных частот из-за неправильно выбранного фазового сдвига не представляет интереса. Поэтому на нынешнем этапе исследований используется упрощенная модель перевернутого маятника с введением обратной связи по положению и скорости.

Каждый модуль имел мощность 24,5 Мвт и позволял получить поле напряженностью до 230 гс (с учетом экранирующего воздействия близко расположенного витка, создающего основное сжимающее поле θ -пинча)

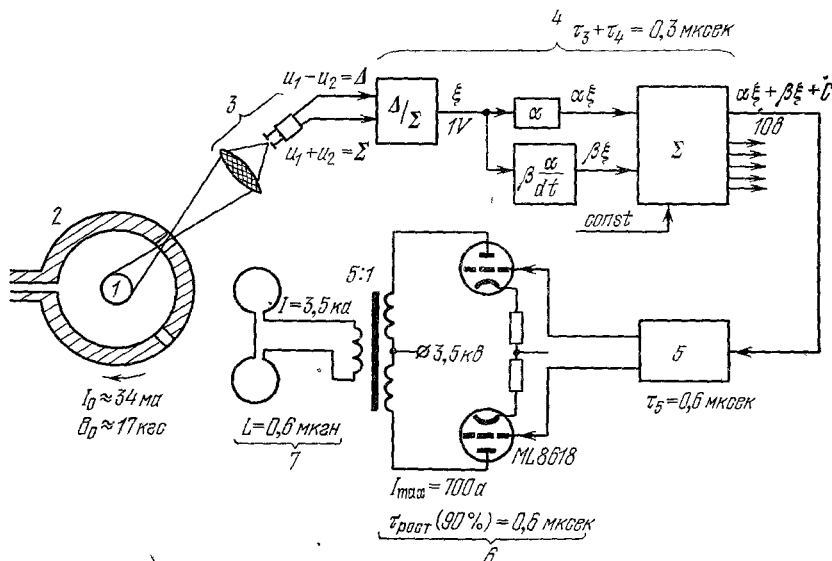


Рис. 24. Блок-схема тракта обратной связи установки «Спиллак» ⁹⁴.

1 — плазма, 2 — катушка тороидального поля, 3 — оптический датчик, 4 — усилитель-формирователь, 5 — усилитель мощности, 6 — оконечный усилитель, 7 — управляющие витки с понижающим трансформатором.

со временем нарастания 2,1 мксек (из которых истинная временная задержка в тракте обратной связи составляет 0,9 мксек, а 1,2 мксек — это время нарастания тока в катушке, определяемое индуктивностью и сопротивлением). Сила, воздействующая на плазменный столб при наличии комбинаций полей винтового и гофрированного, была продемонстрирована экспериментально ⁹⁷, движение плазменного столба под действием этой силы теоретически изучено в работе ⁹⁸.

Смещение плазмы относительно равновесного положения по каждой координате определяется с помощью оптических датчиков — пары кремниевых диодов, включенных по дифференциальной схеме. Каждый диод из пары принимает излучение от противоположного края плазменного шнура. Мерой смещения ξ плазменного шнура является отношение разности световых сигналов Δ к их сумме Σ . При гауссовском профиле светимости такой сигнал линеен до смещения в 7 мм и дает полезную информацию при смещениях до 11 мм (при радиусе плазмы 1 см). Полученный сигнал усиливается, суммируется с собственной производной (для введения обратной связи по скорости), в него вводится постоянная добавка, определяющая равновесное положение шнура, и далее он используется для раскачки усилителей мощности. Схема тракта обратной связи «Спиллака» приведена на рис. 24.

Каждая такая измерительная «станция» может обслуживать несколько модулей усилителя мощности. Число станций должно, очевидно, превышать $2n_{\text{max}}$. Для «Спиллака» $n_{\text{max}} = 6$. Компьютерные расчеты показывают, что достаточно иметь 15 таких станций ⁹⁴.

Подобная система была опробована на линейном θ -пинче «Спиллак-IV-3» ⁹⁹. Здесь использовались 10 модулей и одна детекторная станция. Неустойчивость специально вызывалась винтовой обмоткой. Управление

проводилось только по одной координате. Эти эксперименты показали принципиальную работоспособность разработанной системы⁹⁹⁻¹⁰².

Планировалось проведение экспериментов с обратной связью на тороидальном секторе и полном торе при следующих параметрах: сжимающее поле 40 кГс, плотность плазмы $2,7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, температура электронов 500 э, температура ионов 1,3 кэв, $\beta = 0,8$. При этих параметрах инкремент неустойчивости оказался равным $\gamma = 0,7 \pm 0,3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$, а параметр η оказался много больше допустимого значения. Поэтому эксперименты на полном торе с обратной связью не проводились, а было принято решение понизить параметры плазмы так, чтобы они стали соответствовать техническим возможностям системы стабилизации. С этой целью поставлен эксперимент на 120° -8-метровом секторе¹⁰³. Сжимающее поле понижено до 17 кГс. Плотность и размеры плазменного шнура остались почти неизменными, но β уменьшилась до 0,6—0,7, а температура $T_e \approx T_i$ — до 130—150 эв. Инкремент неустойчивости уменьшается до $0,2-0,3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$. Одновременно были улучшены свойства системы обратной связи. Каждый модуль стал использоваться лишь для одной пары катушек, что сократило полное время нарастания сигнала до 1,5 мксек. Таким образом параметр η уменьшен до желаемой величины $< 0,5$.

Дальнейшее улучшение системы может быть достигнуто заменой катушек гофрированного поля на винтовые обмотки, дающие поле $\sin(2\theta - k\varphi)$. В этом случае при тех же параметрах усилителей стабилизирующая сила увеличивается в два раза¹⁰³.

Недавно появилось сообщение¹⁰⁴, что с помощью такой улучшенной системы удалось осуществить стабилизацию винтовых мод в тороидальном секторе «Спиллака».

6. УПРАВЛЕНИЕ РАВНОВЕСНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА В ТОКАМАКЕ

Управление равновесным положением плазменного шнура в токамаке представляет собой задачу, отдельную от подавления неустойчивостей, поскольку речь идет об устойчивом положении. Однако идеология этих работ и использованная в них техника мало отличаются от работ по стабилизации. Благодаря медленности процесса системы управления равновесием относительно просты и уже применяются в термоядерных установках. Будущие крупномасштабные эксперименты и тем более токамак — термоядерный реактор — немислимы без систем управления равновесием. Таким образом, ввиду практической важности задачи она заслуживает отдельного рассмотрения.

Тороидальный плазменный шнур с продольным током I_p испытывает силу растяжения, стремящуюся увеличить его большой радиус R . Для равновесия необходимо иметь магнитное поле, перпендикулярное плоскости тора (так называемое вертикальное поле), $B_{\perp 0} \sim I_p/R$ (рис. 25).

Это магнитное поле создается внешними катушками и токами, наводимыми в окружающих плазму металлических оболочках при движении шнура. Поле $B_{\perp 0}$ автоматически возникает, если плазма окружена проводящим металлическим кожухом. Из-за конечности проводимости токи

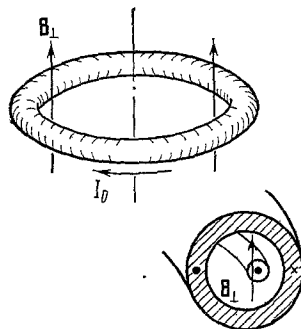


Рис. 25. Равновесие в токамаке (см. вторую половину подписи к рис. 24). Нужное поле B_{\perp} возникает, если плазма окружена металлическим кожухом.

изображения в кожухе, создающие поле $B_{\perp 0}$, затухают с постоянной времени $\tau_k = 2\pi\sigma db/c^2$, где d — толщина, b — радиус, σ — проводимость кожуха ¹⁰⁵. Время сползания шнура порядка τ_k . Постоянную времени можно увеличить, наращивая толщину проводящего кожуха и охлаждая его. Так и делалось ранее в экспериментах на токамаках. Этот путь, однако, бесперспективен для современных установок, где требуется время удержания ~ 1 сек, и в еще большей мере для будущих реакторов с временем импульса в сотни секунд. Для них нужен был бы кожух непомерной толщины, к тому же он мешает использованию генерируемого плазмой нейтронного потока.

Требования к τ_k можно снизить, если внешнее поле B_{\perp} поддерживается достаточно близким к $B_{\perp 0}$. Это возможно с помощью автоматического регулирования, т. е. заданием подходящей связи B_{\perp} с фактическим положением шнура.

Хотя предложение использовать следящую систему для поддержания равновесия было высказано давно ², эксперименты поставлены лишь в последние годы. В первом эксперименте на небольшом токамаке ТО-1 ^{106–109} регулятор вместе с тонким кожухом создавали всё необходимое для равновесия вертикальное поле. Индуктивная связь управляющей обмотки с плазмой усиливалась (чтобы получить большую W) подключением к обмотке двухполюсника с отрицательным сопротивлением, компенсирующим сопротивление собственно обмотки, и отрицательной индуктивностью ⁷⁹ (см. выше, гл. 5). При закороченной обмотке постоянная τ_k составляла 16–18 мсек. Подключение двухполюсника увеличило постоянную времени до 150–200 мсек (тонкой компенсацией сопротивлений ее можно было бы сделать еще больше). При этом для одинакового смещения шнура ток, индуцируемый в обмотке, больше, чем в идеальном кожухе, в 2,5–3 раза.

В отличие от систем стабилизации МГД мод, при управлении равновесием от системы регулирования не требуется большого быстрогодействия, так как роль «быстрого» регулятора берет на себя металлический кожух, или лайнер. Более того, при $\omega > \tau_k^{-1}$ внешние поля под лайнер не проникают. Регулятор должен дополнять лайнер лишь для $\omega < \tau_k^{-1}$. Именно поэтому системы управления равновесием быстро завоевали общее признание. Все крупные токамаки строятся или проектируются с такими системами ¹¹⁰. По-видимому, предпочтительнее делать их не по импедансной схеме ^{106–109}, как на установке ТО-1, а по классической — с отдельными датчиками смещения. Импедансные регуляторы труднее делать на большую мощность, в них сложнее вводить коррекцию. Главное же, в больших системах было бы неразумно прогонять через усилители весь ток, обеспечивающий равновесие. Лучше большую часть тока задавать с помощью программирующего устройства, а следящую систему использовать лишь для коррекции ошибок. Комбинация программирование + обратная связь действует на французском токамаке TFR ^{111, 112}. Возможная схема обратной связи с независимыми датчиками описана в работе ¹¹³ (медленность процесса позволяет использовать в ней компьютер).

Система обратных связей применена и для управления движением шнура в направлении, перпендикулярном плоскости тора ¹¹². В этом направлении нет силы газокINETического давления, компенсировать надо лишь действие рассеянных полей. Поэтому управляющая система может быть маломощной.

В заключение отметим, что благодаря быстрому (с альвеновской скоростью) распространению возмущений вдоль тора любая медленно прикладываемая сила усредняется по его длине. Поэтому достаточно создавать B_{\perp} не по всему обходу тора, а на коротких участках, например под разрезами в кожухе ¹¹⁴.

Управление большим радиусом в токамаке можно использовать в свою очередь и как средство воздействия на неустойчивости плазмы. Такая возможность влияния на неустойчивость убегающих электронов рассмотрена в работе ¹¹⁵.

7. СТАБИЛИЗАЦИЯ КОЛЕБАНИЙ С МАЛЫМ ИНКРЕМЕНТОМ

а) Особенности стабилизации диссипативных неустойчивостей с малым инкрементом

Настоящий раздел посвящен подавлению колебаний с малым инкрементом, которые обязаны слабому обмену энергией между волной и частицей плазмы. Формально они получаются при учете малых антиэрмитовых членов в диэлектрической проницаемости плазмы.

Выявленные в гл. 2 механизмы стабилизации: изменение фазовых скоростей волн и организация потока энергии во внешнюю цепь (или из нее) — относятся в полной мере и к этому случаю.

Типичным примером служит «универсальная» дрейфовая неустойчивость замагниченной неоднородной плазмы относительно дрейфовых волн, распространяющихся поперек магнитного поля и направления неоднородности ¹¹⁶. Ее источником является инверсность электронного распределения по соответствующей компоненте скорости при малых скоростях (рис. 26). Фазовая скорость дрейфовых волн v_{ϕ} лежит как раз в интервале, где $\partial f_e / \partial v > 0$, так что при взаимодействии с волной электроны передают ей энергию. Введением обратной связи с большой вещественной W можно увеличить собственную частоту, так что фазовая скорость попадает в область $\partial f_e / \partial v < 0$ и раскачка сменится затуханием ¹¹⁷. Однако устойчивости добиться проще в системе с небольшой, но комплексной W (фазовым сдвигом), в которой возникает поток энергии во внешнюю цепь, большей энергии, передаваемой волне резонансными электронами.

Малость инкремента облегчает стабилизацию этого класса колебаний:

1) Становится возможным подавление объемных мод поверхностной системой ¹¹⁸. В самом деле, поскольку роль обратных связей сводится к созданию небольшого оттока (для волн с отрицательной энергией — притока) энергии из колебаний, то безразлично, происходит ли этот отбор непосредственно в объеме плазмы или есть поток энергии к стенкам. Рассмотрим квазиклассические возмущения $\psi e^{ik_r r}$. Разрешим уравнение Пуассона $\Delta \psi = -4\pi \rho_{\omega}(\psi)$ относительно k_r : $k_r = k_r(\omega)$. Уравнение для частот получается приравниванием $k_r(\omega)$ значениям k_n , допускаемым условиями спивки с вакуумными решениями (которые зависят от W): $k_r(\omega) = k_n(W)$. Для стабилизации нужно

$$\frac{[dk_n(W)/dW] \operatorname{Im} W}{dk_r/d\omega} + \gamma < 0. \quad (7.1)$$

Ограничение на длину волны, которая может быть стабилизирована, возникает, если $|dk_r/d\omega|$ растет с k_r . При этом, чем меньше инкремент γ , тем более высокая радиальная мода может быть подавлена при заданной W .

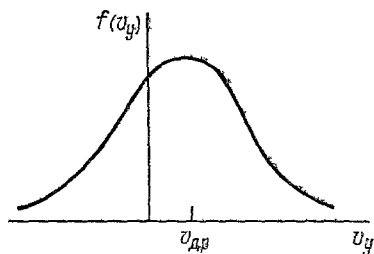


Рис. 26. Функция распределения по поперечной скорости для неоднородной плазмы.

y — направление поперек магнитного поля и градиента плотности

2) Стабилизация возможна и с дискретной, в частности локальной, системой обратных связей. Действительно, для стабилизации волн с малым инкрементом достаточно небольшого дополнительного потока энергии, т. е. небольших W . При малых W для нахождения поправок к собственным частотам из-за взаимодействия с внешней радиосхемой можно воспользоваться теорией возмущений. Пусть для определенности действие обратных связей состоит во внесении зарядов (в плазму или вне ее, как при поверхностной стабилизации) с плотностью $W \int \int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \times \psi(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt'$ ¹¹⁹. Поправка к частоте из-за обратной связи равна

$$\delta\omega = W \frac{\int \int g(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) \psi^*(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' d\mathbf{r}}{\int \psi^*(\mathbf{r}) \hat{\rho} \psi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' d\mathbf{r}}, \quad (7.2)$$

где g — фурье-изображение G по времени, $\hat{\rho}$ и ψ — соответственно оператор плотности заряда и собственная функция задачи в отсутствие обратных связей. Нужная для стабилизации W определяется видом ядра G — распределения датчиков и «точек подавления». Случай локализованных, раздвинутых на расстояние r_0 датчика и подавителя $G \sim \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}' - \mathbf{r}_0)$ ничем не выделен. То обстоятельство, что для нахождения нужной W достаточно знать лишь пространственную структуру неустойчивости в отсутствие обратных связей, и определяет в конечном счете успех многочисленных довольно грубых (типа 1 зонд-датчик + 1 зонд-подавитель) экспериментов по подавлению колебаний дрейфового типа.

Заметим, однако, что не все колебания дрейфовой природы относятся к рассмотренному здесь классу. В частности, известная дрейфово-температурная неустойчивость ¹²⁰, вообще говоря, не является диссипативной, поскольку для нее в некоторых случаях $\gamma \geq \text{Re } \omega$. Поэтому ее подавление обратными связями, формально рассмотренное в работе ¹²¹, на практике столкнется со всеми трудностями, характерными для реактивных неустойчивостей.

б) Эксперименты по стабилизации дрейфовых и циклотронных колебаний

Об успешной стабилизации дрейфовых колебаний обратными связями было сообщено практически одновременно в трех работах ⁶⁵, ⁶⁴, ⁶². Хотя эти эксперименты проводились в совершенно различных условиях (в плазме дугового разряда в аргоне при $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 5 \text{ эв}$, $B \sim 1 \text{ кэс}$ ⁶⁴, в слабоионизованной плазме отражательного разряда с $n \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 5 \text{ эв}$, $B \sim 100 \text{ гс}$ ⁶⁵, в калиевой плазме «Q-машины» с $n \approx 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 0,3 \text{ эв}$, $B \sim 2 \text{ кэс}$ ⁶²), их техника, полученные результаты и интерпретация совершенно аналогичны. Во всех работах в качестве датчиков флуктуаций использовалось по одному ленгмюровскому зонду, а для подавления — ленгмюровский зонд ⁶² или плоские электроды ⁶⁴, ⁶⁵, касающиеся плазмы. Так как и зонд, и электроды работали в режиме «контролируемого стока» электронов, их форма существенного значения не имела. Во всех работах использовался одинаковый метод соединения датчика и подавителя через широкополосный усилитель и фазовращатель (рис. 27), впервые примененный в работе ¹¹ и являющийся, по-видимому, универсальным для подавления всех диссипативных неустойчивостей ¹²². Во всех трех работах при правильном выборе амплитуды и фазы наблюдалось подавление флуктуаций неустойчивой моды и небольшое (20—30%) увеличение плотности. В работе ⁶⁵ зарегистрировано не только подавление неустойчивой моды $m = 2$, но при большом усилении и возбужде-

нии моды $m = 1$. Развязку между модами удалось осуществить правильным выбором фазовых сдвигов между четырьмя подавляющими электродами (таким, что в поле электродов отсутствовала гармоника $m = 1$).

Стабилизация бесстолкновительной дрейфовой волны осуществлена¹²³ на «Q-машине» с разреженной калиевой плазмой ($n \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 0,2 \text{ эв}$, $B \sim 1 \text{ кэс}$). В этом эксперименте использовался 1 зонд-датчик и 3 зонда-подавителя, подключенных к датчику в параллель по обычной схеме (см. рис. 27), в которую добавлены частотные фильтры. Таким образом, образовалось три независимых частотных канала, с помощью которых удалось подавить три пространственных моды колебаний $m = 2, 3, 4$. Очевидно, что такая упрощенная частотная развязка между модами возможна, лишь когда собственные частоты сильно различаются.

Остановимся в связи с этим еще на одном возможном подходе к стабилизации нескольких мод. До сих пор одновременное подавление нескольких пространственных мод достигалось увеличением числа N дискретных элементов: датчиков и подавителей (электродов, зондов и т. д.). При этом частотная зависимость $W(\omega)$ остается относительно простой. Если колебания различных пространственных мод имеют и различные частотные спектры, то система обратных связей может детектировать все моды уже одним датчиком¹²⁴ (что фактически и сделано в¹²³), если они не являются стоячими волнами с нулями на датчике. Поскольку отклик каждой моды в плазме на воздействие подавителя также зависит от частоты, то при подходящем выборе $W(\omega)$ один дискретный подавитель (электрод, катушка, зонд и т. п.) подавляет, в принципе, все моды. Это утверждение относится как к колебаниям с $\gamma \ll \omega$, так и к неустойчивостям с $\gamma \gtrsim \omega$. Экспериментально этот принцип пока не реализован. Заметим, что при стабилизации плазмы в термоядерных установках инженерные соображения требуют, чтобы число N было минимальным. По-видимому, оптимальной будет комбинация пространственного и частотного методов разделения по модам.

Чуть позже зондовый метод был использован для подавления столкновительных дрейфовых волн баллонного типа в стеллараторе¹²⁵ (ксеноновая плазма, $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 1 \text{ эв}$, $B \sim 1 \text{ кэс}$).

Теоретическая интерпретация стабилизации дрейфовых волн методом «управляемого стока» дана в работах^{62, 63}, где получены также критерии на фазовый сдвиг, соответствующие экспериментальному результату⁶².

Все перечисленные эксперименты демонстрируют сходную картину зависимостей амплитуды колебаний от $|W|$ и фазового сдвига (рис. 28), впервые полученную при стабилизации циклотронной неустойчивости Харриса¹²⁶ в открытой ловушке¹¹ с помощью электростатической системы из датчиков и электродов, расположенных вокруг плазмы (аналогичной описанной в гл. 4) *).

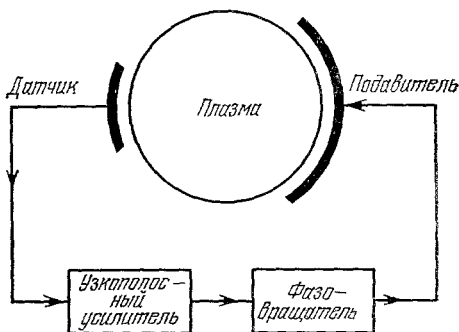


Рис. 27. Схема стабилизации диссипативных неустойчивостей.

*) В работе¹¹ подавлена симметричная относительно экваториальной плоскости ловушки мода $\phi(-Z) = \phi(Z)$, Z отсчитывается от центра плазмы в направлении магнитного поля. Системой с разрезанными надвое электродами стабилизирована и антисимметричная мода $\phi(-Z) = -\phi(Z)$ ^{127, 128}.

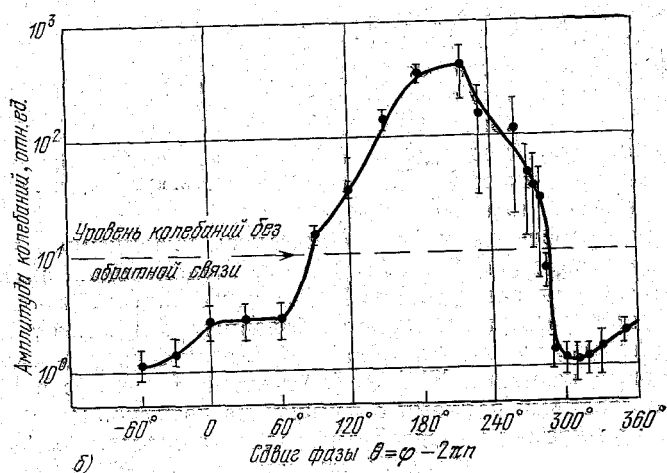
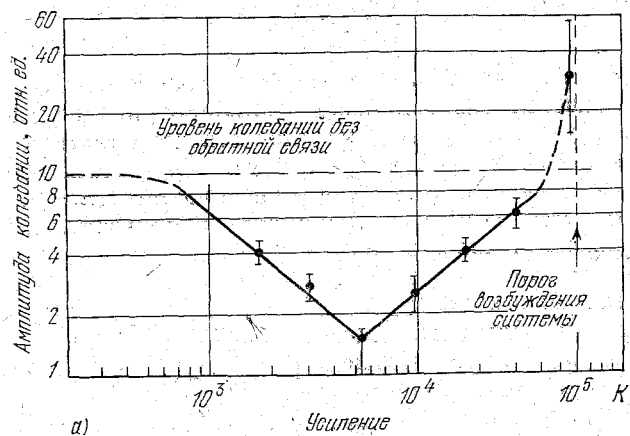


Рис. 28. Зависимость амплитуды ионно-циклотронных колебаний от усиления (а) и фазового сдвига (б) в системе обратной связи¹¹.

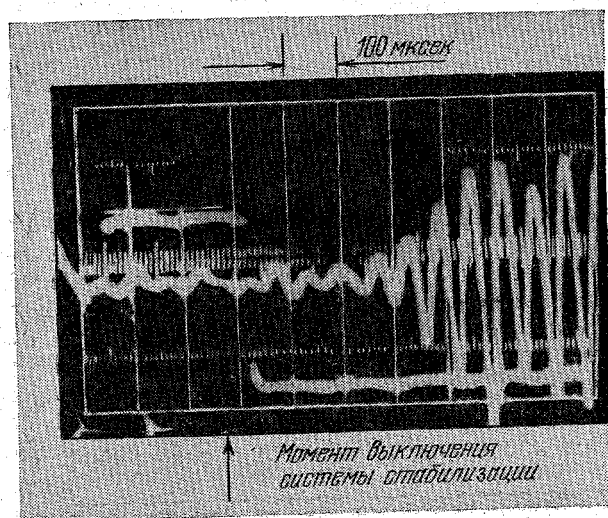


Рис. 29. Развитие желобковой неустойчивости при выключении обратной связи¹⁸³. Показан импульс запитания в системе стабилизации.

к диссипативным. Она происходит из-за взаимодействия (резонанса) замагниченных ленгмюровских колебаний с ларморовским вращением ионов. Однако ионы вносят малый ($\sim m_e/m_i$) вклад в возмущенную плотность заряда. Поэтому легко нарушить резонанс и тем самым ликвидировать неустойчивость, внося с помощью обратных связей слабое затухание в ленгмюровскую ветвь. Условие этого затухания и определяет форму кривых рис. 29. Направление и величина потока энергии определяются синусом фазового сдвига (см. гл. 2), в результате чего и зависимость амплитуды от фазового сдвига тоже имеет синусоидальный вид. При оптимальном фазовом сдвиге вносимое затухание растет с $|W|$, но лишь до $|W| \sim 1$, так как при больших $|W|$ меняется пространственная структура волны и ухудшается ее связь с внешней системой. Наилучшее «согласование» волны («генератора») с «нагрузкой», когда вносится наибольшее затухание, происходит при $|W| \approx 1$. При $|W| > 1$ возникает, кроме того, опасность самовозбуждения системы стабилизации.

Зависимость типа рис. 29 характерна для всех диссипативных неустойчивостей (см., например, ¹³).

в) Бесконтактные методы введения обратной связи

Являясь удобным экспериментальным объектом, дрейфовые неустойчивости послужили испытательным полигоном для разработки новых бесконтактных методов обратной связи. Для этой цели были использованы СВЧ колебания.

Нагрев электронов при резонансном поглощении СВЧ мощности на частоте верхнего гибридного резонанса $\omega_h = (\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2)^{1/2}$ использован ¹²⁹ для подавления дрейфово-диссипативной неустойчивости в цезиевой плазме «Q-машины» при плотности $n = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Мощность СВЧ излучения источника (11 Гц) модулировалась сигналом ленгмюровского зонда, измерявшего ток насыщения (т. е. флуктуации плотности). При амплитуде установившихся флуктуаций $\Delta n/n \sim 5\%$ полное подавление флуктуаций достигалось при мощности СВЧ $\sim 100 \text{ мвт}$. Чтобы СВЧ колебания на верхней гибридной частоте прошли в область поглощения через зону непрозрачности, эксперименты проводились в слабонеоднородном магнитном поле. При этом можно варьировать локализацию источника тепла, меняя частоту СВЧ, колебаний.

Локальный СВЧ нагрев на частоте электронного циклотронного резонанса применен для подавления ионно-звуковой неустойчивости с $m = 0$ в положительном столбе дугового разряда в неоне ^{130, 131} ($n \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 5,4 \text{ эв}$, $B \approx 180 \text{ гс}$). Возмущения плотности регистрировались с помощью фотодиодов и через фазовращатель подавались на модулятор генератора. В условиях оптимальной стабилизации изменение T_e под действием ВЧ поля не превышало $\Delta T = 0,6 \pm 0,1 \text{ эв}$. Модуляция излучения $\omega \approx \omega_{Be}$ использована также ¹³² для подавления столкновительной неустойчивости дрейфового типа.

Другой механизм введения обратной связи через СВЧ колебания исследован в работе ¹³³. Внешне эксперимент ¹³³ близок к ¹²⁹. Так же как в ¹²⁹, опыты проводились на «Q-машине», но при более низкой плотности: $n \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, когда столкновения несущественны. Стабилизация дрейфовых волн осуществлялась, как и в ¹²⁹, модуляцией амплитуды СВЧ на верхней гибридной частоте. Однако в бесстолкновительных условиях ¹³³ механизм введения обратной связи заключается не в локальном нагреве, а в нелинейном возбуждении низкочастотных колебаний на частоте биений

модулированного сигнала. Авторам¹³³ удалось создать полностью бесконтактную систему, используя обратимость нелинейного механизма: для измерения возмущений они использовали зондирование плазмы другим пучком СВЧ колебаний малой постоянной мощности ($< 1 \text{ мвт}$). НЧ колебания в плазме модулировали амплитуду проходящего СВЧ сигнала, сигнал детектировался, и его НЧ составляющая использовалась для модуляции подавляющего СВЧ сигнала.

Если $\omega_h - \omega_{Be}$ много больше частоты колебаний, которые надо подавить, нелинейное воздействие ω_h на низкочастотные волны происходит¹³⁴ через силу Миллера.

Различные нелинейные механизмы открывают богатое поле деятельности для поиска новых бесконтактных методов введения обратной связи¹³⁵. Одна из таких возможностей¹³⁶ — использование нелинейного взаимодействия двух мощных лучей CO_2 -лазеров, разность частот которых должна быть близка к частоте ω_h . Роль лазерных лучей — пронести энергию через зону непрозрачности. Нелинейное взаимодействие пучков в точке пересечения приведет к возбуждению колебаний на разностной частоте, под действием которых возникает дрейф электронов в направлении против вектора Пойнтинга падающей волны¹³⁷, что можно использовать для стабилизации неустойчивостей. К сожалению, оценки мощности лазерного излучения, требуемой для стабилизации¹³⁶, весьма неопределенны: оптимистическая отличается от пессимистической на девять порядков величины.

В настоящее время на токамаках ведутся эксперименты по ВЧ и СВЧ нагреву плазмы. Было бы целесообразно более подробно изучить возможность использования части ВЧ мощности для стабилизации обратной связью.

Предложен¹³⁸ еще один способ введения обратной связи в объем плазмы — регулированием инжектируемого в плазму потока нейтралов. При ионизации нейтралов рождается поровну ионов и электронов в каждом элементе объема. Из уравнения непрерывности $(\partial n_{e,i}/\partial t) + \text{div}(n_{e,i} v_{e,i}) = S$ видно, однако, что из-за различия скоростей электронов и ионов в волне возмущения электронной и ионной концентраций $n_{e,i}$ изменяются по-разному. Поэтому ионизация нейтралов действует как источник зарядов. В работе¹³⁸ обратная связь через нейтральные пучки рассматривалась применительно к дрейфово-диссипативной неустойчивости (при этом учтено также, что быстрые нейтралы вносят в плазму импульс, так что изменяется не только уравнение непрерывности, но и уравнение движения для ионов). Метод применим и к другим низкочастотным длинноволновым неустойчивостям.

Мощная нейтральная инжекция предусматривается в ряде проектируемых в настоящее время термоядерных установок. Некоторая доля потока нейтралов могла бы быть управляемой и использоваться в цепи обратной связи. Обсуждалось^{139, 140}, в частности, подавление таким способом, кроме дрейфовых, и неустойчивостей на запертых частицах.

8. ДРУГИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Несколько работ по стабилизации предприняты либо в связи с тем, что данная неустойчивость является удобным экспериментальным объектом для изучения нелинейных явлений, либо ввиду прикладного интереса.

В эксперименте¹⁴¹ системой с одним датчиком и одним источником подавлена «сосисочная» мода (перетяжки $m = 0$) пинча в электронно-ионной плазме в полупроводнике (InSb).

Экспериментально изучено ¹⁴² влияние обратных связей на неустойчивость Кельвина — Гельмгольца в «Q-машине», где имеется относительное вращение слоев плазмы из-за наличия радиального электрического поля. Парой зонд-датчик + зонд-источник подавлена мода $m = 2$ в плазме с $n \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ с угловой скоростью вращения $\omega_E \sim 10^5 \text{ сек}^{-1}$ в поле $B \sim 1,5 \text{ кэс}$. Экспериментально обнаружено ³⁹ (при более низкой плотности плазмы: $n \leq 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$) и стабилизирующее влияние, которое оказывает на колебания поверхность с комплексным импедансом вне плазмы (см. гл. 2).

Анализировалась ^{143, 144} возможность подавления неустойчивости Кельвина — Гельмгольца и в другом случае: тангенциальный разрыв в плоскопараллельном течении в продольном магнитном поле или без него. Без обратных связей разрыв устойчив, лишь если скачок скорости $u < v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$, ρ — плотность ¹⁴⁵. Задача состоит в том, чтобы добиться устойчивости для $u > v_A$. При наличии продольного поля стабилизирующее действие оказывают обмотки с отрицательным импедансом (см. гл. 5), управляющие возмущением магнитного поля на стенках канала. Регулятор, поддерживающий нужные граничные условия для возмущения давления на стенках, когда поля нет, предложен в работе ¹⁴⁶. Рассматривалась также ¹⁴⁷ стабилизация течения поперек магнитного поля.

Рассмотрено электростатическое ^{148, 149} и магнитное ⁵⁹ подавление обратными связями токово-конвективной неустойчивости слабоионизованной плазмы положительного столба газового разряда ¹⁵⁰ (она имеет диссипативную природу, но инкремент, вообще говоря, не мал). Управление этой неустойчивостью расширило бы возможности экспериментальной проверки (на удобном объекте) различных гипотез, касающихся нелинейных эффектов. Близкая к токово-конвективной неустойчивость в плазме сильноточной дуги ($n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 4 \text{ эв}$, $I = 200 \text{ а}$, $\beta = 8\%$) была подавлена в работе ¹⁵¹ с использованием бесконтактной методики. Смещения шнура измерялись с помощью HCN-лазера, а воздействие осуществлялось магнитным полем, перпендикулярным оси разряда ($B_{\perp} \leq 8 \text{ гс}$). Электростатические колебания плазмы положительного столба подавлялись с помощью обратных связей в эксперименте ¹⁵², однако о самой природе колебаний в этой работе ничего не говорится.

В работе ¹⁵³ показано, что обратными связями можно стабилизировать дрейфово-пучковые колебания (бесстолкновительную токово-конвективную неустойчивость ^{154–156}). Они признаются ответственными за ограничение тока (пределом ниже пирсовского) *) в электронном скомпенсированном пучке малого радиуса ¹⁶⁰. С другой стороны, раскачка этих колебаний используется для нагрева ионов в адиабатической ловушке ¹⁶¹. Возбуждение с помощью обратных связей позволило бы проводить нагрев более плотной плазмы, в которой «естественная» раскачка невозможна ^{162**}).

Имеются эксперименты ^{165, 166} по управлению с помощью внешней обратной связи ионизационными волнами в плазме положительного столба (см. обзор ¹⁶⁷). Рассмотрено также ¹⁶⁸ подавление ионизационной

*) Неустойчивость Пирса ¹⁵⁷ вызвана обратной связью через внешнюю цепь (поддерживающую постоянную разность потенциалов между катодом и анодом). Влияние характеристик внешней цепи на предел устойчивости изучалось в работах ^{158, 159}.

**) Отметим работу ¹⁶³, в которой (для конусных мод ¹⁶⁴) прослежено влияние дестабилизирующей обратной связи и на квазилинейной стадии. По утверждению автора (подробностей нет), хотя в присутствии обратной связи раскачка происходит быстрее, вызванная ею деформация функции распределения остановит неустойчивость раньше, чем произойдет выброс всей плазмы в конус потерь. Каким образом реализовать обратную связь для столь высокочастотной и коротковолновой неустойчивости, как конусная, не указано.

неустойчивости — магнитных страт (см. обзор ¹⁶⁹) — в неизотермической замагниченной плазме, в которой электроны нагреваются током, текущим поперек магнитного поля (один из способов получения высокой проводимости при низкой температуре газа в МГД-генераторе). Поскольку перегревная природа этой неустойчивости, развивающейся уже в однородной плазме, относительно проста, изучение ее и связанной с ней турбулентности представляет не только прикладной, но и общезначимый интерес.

Заметим, что поскольку введение обратной связи эквивалентно, как указано в гл. 3, изменению диэлектрической проницаемости плазмы ϵ , то подходящим выбором добавки $\delta\epsilon$ можно формально стабилизировать любые колебания. Весь вопрос, однако, в том, как $\delta\epsilon$ осуществить. Разбиралась ⁶¹, ¹⁷⁰, например, стабилизация дрейфово-циклотронных колебаний ¹⁷¹ и конусной неустойчивости Дори — Гаста — Харриса ¹⁷². Однако неясно, как для столь коротковолновых колебаний обратную связь реализовать. Не предложено реализации и для обратной связи, теоретически подавляющей ¹⁷³, ¹⁷⁴ объемные моды пучковой неустойчивости ¹⁷⁵, ¹⁷⁶ (наиболее длинноволновое вдоль пучка возмущение стабилизируется, по крайней мере при малом отношении плотности пучка к плотности фоновой плазмы, регулированием потенциалов катода и анода ¹⁷⁴).

В работе ¹⁷⁷ подавлены ионно-звуковые колебания ¹⁷⁸ $m = 0$ плазмы, создаваемой ВЧ разрядом ($n \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$). Стабилизация осуществлялась модуляцией ВЧ мощности в соответствии с флуктуациями свечения плазмы. Аналогичным методом подавлены колебания неизвестной (!) природы в работе ¹⁷⁹.

Были проведены исследования ¹⁸⁰ возбуждения и подавления колебаний потенциала плазмы в плазменном ускорителе с замкнутым электронным дрейфом и протяженной зоной ускорения.

9. ПРИМЕНЕНИЕ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ

Обратные связи могут использоваться не только как средство улучшения систем удержания, но и как удобный инструмент для исследований по физике плазмы, в первую очередь для изучения неустойчивостей. Даже простое «включение» и «выключение» неустойчивости по воле экспериментатора открывает возможности, труднодостижимые другими средствами. Рассмотрим последовательно пути использования обратных связей в физических исследованиях.

а) Измерения инкрементов путем выключения обратной связи и наблюдения развития колебаний были проведены практически во всех успешных экспериментах по стабилизации обратными связями. Таким путем измерены инкременты желобковой ⁹, дрейфовой ¹⁸¹ и других неустойчивостей.

б) Измерения коэффициентов нелинейности были проведены путем наблюдения за установлением нелинейных колебаний после их возмущения включением обратной связи. Как известно ¹⁸², зависимость амплитуды колебаний от времени можно представить в виде

$$\frac{dA^2}{dt} = \left(2\gamma - \alpha A^2 - \sum_{k \geq 1} \beta_k A^{2k+2} \right) A^2. \quad (9.4)$$

Метод определения коэффициентов α и β с помощью обратной связи обсуждался в работе ¹⁸¹. Установление нелинейных колебаний, желоб-

ковых ¹⁸³ (рис. 29), дрейфовых ¹⁸¹, неустойчивости в полупроводниковой плазме ¹⁴¹ изучалось экспериментально.

Во многих случаях в формуле (9.1) коэффициенты β_k оказываются равными нулю, и нелинейное поведение неустойчивых колебаний можно пытаться описывать уравнением Ван-дер-Поля ¹⁸⁴. Приложение этого уравнения к описанию нелинейных колебаний при наличии обратной связи было подробно исследовано для дрейфово-диссипативной и ионно-звуковой неустойчивостей ¹⁸⁵⁻¹⁸⁷. Оказалось, что оно позволяет правильно предсказать зависимости амплитуды и частоты колебаний от усиления и фазового сдвига в системе обратной связи.

в) Исследование устойчивых собственных колебаний также может быть проведено с помощью системы обратной связи. Вводя обратную связь с соответствующим фазовым сдвигом, можно раскачать нормальные затухающие собственные колебания ⁵², а включив обратную связь, измерить их затухание. Такие эксперименты позволяют определить не только частоту и декремент, но и знак энергии колебаний, так как последний определяет знак фазового сдвига, при котором происходит раскачка.

г) Изучение нелинейных волновых процессов облегчается возможностью управлять затуханием и частотой различных ветвей колебаний, что дает возможность исследовать зависимости распадных процессов от характеристик собственных колебаний ¹⁸⁷, например измерять пороговые амплитуды распадной неустойчивости ¹⁸⁸. Аналогично могут исследоваться процессы взаимодействия и конкуренции мод ⁶⁸.

д) Процессы переноса, связанные с неустойчивостями, выделяются на фоне других процессов переноса простотой включением и выключением обратной связи ⁹, ⁵³. Возможность менять фазовые скорости волн, линейные инкременты, амплитуды установившихся колебаний, длины неустойчивых волн позволяет найти зависимости коэффициента диффузии от параметров неустойчивых колебаний ⁶⁸.

По нашему мнению, эта возможность является наиболее ценной из всех, открываемых методом обратных связей, так как может дать экспериментальный материал, необходимый для построения нелинейной теории, описывающей аномальную диффузию плазмы. Даже те немногие эксперименты, которые были сделаны в этом направлении ⁵³, уже стимулировали появление новой теории, описывающей диффузию в открытых ловушках при наличии монохроматической волны и редких столкновений, аналогичную в некоторой степени «банановой» диффузии в тороидальных системах ¹⁸⁹.

е) Диффузия в пространстве скоростей с тем же успехом может быть исследована методами, указанными в п. д). Изменение функции распределения по энергиям и углам к направлению магнитного поля под действием циклотронных колебаний, контролируемых обратной связью, наблюдалось в работе ¹²⁷.

Завершая список сделанных до настоящего времени попыток приращения обратных связей в фундаментальных плазменно-физических измерениях, следует отметить, что, как правило, стабилизация обратной связью невозможна без знания «передаточной функции плазмы» как объекта управления. Измерения и расчет этой функции в процессе работы по стабилизации ⁹¹, ⁹², ⁹⁸, ¹⁹⁰ открывают возможность очень детального и точного сравнения теории с экспериментом. Таким образом, стабилиза-

ция той или иной неустойчивости обратной связью означает достижение глубокого уровня понимания соответствующих процессов, происходящих в плазме.

По нашему мнению, работы по фундаментальным исследованиям методом обратных связей, которые могут быть выполнены с помощью сравнительно простых технических средств (в отличие от «термоядерных» применений этого метода), могут получить в ближайшие годы значительно более широкое развитие, чем это имеет место в настоящее время.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования метода обратных связей для стабилизации плазменных неустойчивостей привели в настоящее время к достаточно ясному пониманию возможностей и ограничений этого метода и того места, которое он занимает или может занять в арсенале средств физики плазмы и термоядерных исследований.

Если сравнивать метод обратных связей с другими известными методами стабилизации (магнитная яма, динамическая стабилизация), то метод обратной связи является наиболее энергетически выгодным. Хотя системы обратной связи, как правило, должны быть широкополосными и их «добротность» низка (в отличие от систем динамической стабилизации, работающих на заданной частоте и потому, в принципе, высокодобротных), по самой своей идее обратная связь воздействует на колебания полями на уровне теплового шума *). Благодаря этому метод обратной связи не страдает от нелинейных (типа распадных) процессов, которые свойственны динамической стабилизации и, приводя к поглощению ВЧ поля плазмой, сводят на нет высокую добротность внешних устройств в присутствии плазмы.

Перечисляя успехи метода обратных связей и его потенциальные достоинства, нельзя, однако, забывать и о свойственных ему принципиальных трудностях и ограничениях. Являясь в принципе универсальным, т. е. пригодным для подавления различных неустойчивостей, он оказывается практически избирательным в том смысле, что данное устройство не может воздействовать на многие моды колебаний (в отличие от магнитной ямы или динамической стабилизации). Подавление каждой моды требует отдельного устройства, что приводит к большой технической сложности системы, если необходимо одновременно подавлять несколько мод, и к принципиальной невозможности стабилизации, если число неустойчивых мод не ограничено какими-либо дополнительными факторами (типа вязкости и т. п.). Стабилизация легко достигается лишь в экспериментах с выделенными достаточно длинноволновыми или слабыми (с малым инкрементом) неустойчивостями, когда нет ограничений, связанных с пространственной структурой колебаний. В таких случаях метод обратных связей является ценным дополнением к небогатому набору средств для подавления неустойчивостей, которым располагает физика плазмы.

Другим ограничением, свойственным самой природе метода и отсутствующим у других способов стабилизации, является принципиальная конечность времени прохождения сигнала через цепи обратной связи, что накладывает жесткие пределы на возможности стабилизации быстро-

*) Вопрос о шумах при наличии системы обратной связи был рассмотрен в работе ¹⁹¹, где показано, что сами шумы зависят от свойств системы стабилизации и при правильном выборе последней даже в неравновесной плазме могут быть сведены до низкого уровня. Оценки, выполненные для конкретных систем, показывают, что необходимые мощности обратной связи весьма малы.

нарастающих неустойчивостей. (Интересно, что на эту трудность обращалось внимание еще на заре термоядерных исследований ¹⁹².) В настоящее время эти пределы определяются используемой электронной техникой, и, следовательно, характеристики обратной связи могут быть улучшены, однако это улучшение дается дорогой ценой.

Вообще системы обратной связи являются, по-видимому, технически самыми сложными из используемых для стабилизации плазмы. Тем не менее имеется ряд направлений исследований, где существуют потенциальные возможности для внедрения обратных связей. Это в первую очередь

- а) стабилизация винтовых мод на токамаках;
- б) стабилизация выделенных мод в тороидальных системах с большой β ;
- в) подавление желобковой неустойчивости в открытых ловушках с кулоновскими потерями через пробки;
- г) подавление микроустойчивостей путем использования части СВЧ мощности и мощности нейтральной инжекции, предназначенных для нагрева плазмы;

д) исследование процессов аномального переноса;

е) исследование нелинейных волновых процессов,

не говоря уже об утвердившемся в термоядерных исследованиях автоматическом управлении положением плазменного шнура в токамаках.

Имеются большие возможности и в совершенствовании самого метода обратных связей. До сих пор не реализованы в экспериментах многие идеи, развитые теорией автоматического регулирования и предложенные для применения в плазменном эксперименте: нелинейная обратная связь ⁸⁴, импульсная модуляция ¹⁹³, самонастраивающиеся и поисковые устройства ¹⁹⁴. Не проверен метод подавления нейтральными пучками. Нужны и, по-видимому, могут быть найдены новые пути использования нелинейных явлений для введения обратной связи с помощью СВЧ и световых полей. Представляет интерес с новых позиций рассмотреть различные возможные системы удержания, учтя возможности их дополнения и улучшения обратной связью. Слабо исследованы возможности использования метода в МГД-генераторах и газовых лазерах.

Не вызывает сомнения, что дальнейшее применение идей автоматического регулирования окажется полезным для развития физики плазмы. Первые шаги по исследованию метода обратных связей в термоядерных экспериментах уже сделаны.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Морозов, Л. С. Соловьев, ЖТФ 34, 1566 (1964).
2. J. R. Melcher, IEEE Trans. on Autom. Control, 466 (1965).
3. J. R. Melcher, Proc. IEEE 53, 460 (1965).
4. J. R. Melcher, Phys. Fluids 9, 1973 (1966).
5. J. R. Melcher, E. P. Warren, *ibid.*, p. 2085.
6. J. M. Crowley, *ibid.* 70, 1170 (1967).
7. Л. А. Арцимович, К. Б. Карташев, ДАН СССР 146, 1305 (1962).
8. В. В. Арсенин, В. А. Чуянов, Препринт ИАЭ-1444, Москва, 1967.
9. В. В. Арсенин, В. А. Жильцов, В. А. Чуянов, in: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Conference Proceedings, Novosibirsk, 1968), Vienna, IAEA, 1969, p. 515.
10. В. В. Арсенин, В. А. Чуянов, ДАН СССР 180, 1078 (1968).
11. В. В. Арсенин, В. А. Жильцов, В. Х. Лихтенштейн, В. А. Чуянов, Письма ЖЭТФ 8, 69 (1968).
12. Feedback and Dynamic Control of Plasmas. Ed. T. K. Chu and H. W. Hendel, AIP Conf. Proc., No. 1, N. Y., 1970.

13. K. I. Thomassen, Nucl. Fusion 11, 175 (1971).
14. A. Hasegawa, Phys. Rev. 169, 204 (1968).
15. J. B. Taylor, C. N. Lashmore-Davies, in ¹², p. 23.
16. P. K. Richards, G. A. Emmert, D. P. Grubb, Plasma Phys. 17, 271 (1975).
17. Б. Б. Кадомцев, А. Б. Михайловский, А. В. Тимофеев, ЖЭТФ 47, 2266 (1964).
18. M. Rosenbluth, C. Longmire, Ann. Phys. (N.Y.) 1, 120 (1957).
19. Ю. В. Готт, М. С. Иоффе, В. Г. Тельковский, Яд. синтез. Дополнение, ч. 3, 1045 (1962).
20. M. J. Church, V. A. Chuayanov, E. G. Murphy, M. Petravic, D. R. Sweetman, E. Thompson, in: 3rd European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Utrecht, June 1969, p. 12.
21. В. А. Чуянов, Препринт ИАЭ-1012, Москва, 1970.
22. V. A. Chuayanov, E. G. Murphy, D. R. Sweetman, E. Thompson, in ¹², p. 180.
23. V. A. Chuayanov, E. G. Murphy, Nucl. Fusion 12, 177 (1972).
24. В. В. Арсенин, Письма ЖЭТФ 11, 167 (1970).
25. В. А. Чуянов, Е. Мэрфи, *ibid.* 13, 553 (1971).
26. В. А. Чуянов, Препринт ИАЭ-2171, Москва, 1972.
27. Б. Б. Кадомцев, ЖЭТФ 40, 328 (1961).
28. M. Cotsaftis, in ¹², p. 1.
29. A. K. Sen, Bull. Am. Phys. Soc. 17, 992 (1972).
30. N. A. Uchan, T. Kamnash, Nucl. Fusion 15, 611 (1975).
31. Ю. И. Самойленко, Автомат. и телемех., № 2, 57 (1968).
32. Ю. И. Самойленко, в кн. Сложные системы управления, Киев, «Наукова думка», 1968.
33. В. В. Арсенин, ЖТФ 38, 1449 (1968).
34. М. М. Даргейко, Ю. И. Самойленко, ЖТФ 39, 422 (1969).
35. Ю. И. Самойленко, в кн. Кибернетика и вычислительная техника, вып. 1. Сложные системы управления, Киев, «Наукова думка», 1969, с. 63.
36. Ю. П. Ладиков-Роев, *ibid.*, с. 54.
37. E. L. Lindman, Phys. Fluids 13, 2367 (1970).
38. E. L. Lindman, in ¹², p. 17.
39. C. Carlyle, *ibid.*, p. 138; Phys. Lett. A33, 297 (1970).
40. В. В. Арсенин, ЖТФ 40, 748 (1970).
41. А. Г. Машковский, в кн. Распределенное управление процессами в сплоченных средах, Киев, «Наукова думка», 1972, с. 108.
42. C. N. Lashmore-Davies, in ¹², p. 27.
43. В. В. Арсенин, В. А. Чуянов, АЭ 39, 350 (1975).
44. В. В. Вербицкий, Матем. заметки 13, 373 (1973).
45. R. H. Varma, Nucl. Fusion 7, 57 (1967).
46. J. M. Crowley, in ¹², p. 12; Phys. Fluids 14, 1285 (1971).
47. В. В. Арсенин, Т. Г. Дементьева, Д. П. Костомаров, ЖТФ 41, 2040 (1971).
48. V. A. Chuayanov, in: 5th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, v. 1, Grenoble, 1972, p. 76.
49. Д. П. Костомаров, В. П. Рыбин, В. А. Чуянов, Физ. плазмы 1, 418 (1975).
50. В. В. Арсенин, ЖТФ 39, 1553 (1969).
51. A. Chuayanov, V. Kh. Likhenshtein, D. A. Panov, V. A. Zhiltsov, A. G. Shcherbakov, in: 6th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, v. I, Moscow, 1973, p. 243.
52. В. А. Жильцов, В. Х. Лихтенштейн, Д. А. Панов, П. М. Косарев, В. А. Чуянов, А. Г. Щербаков, in: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Conference Proceedings, Tokyo, 1974), v. 1, Vienna IAEA, 1975, p. 335.
53. В. А. Жильцов, В. Х. Лихтенштейн, Д. А. Панов, П. М. Косарев, В. А. Чуянов, А. Г. Щербаков, Физ. плазмы 3 (1) (1977).
54. В. В. Кадомцев, О. П. Рогутсе, цит. в ⁹ сборник, p. 125.
55. G. Haste, in ¹², p. 177.
56. В. В. Арсенин, ЖТФ 43, 241 (1973).
57. В. В. Арсенин, Физ. плазмы 1, 430 (1975).
58. В. В. Арсенин, В. П. Власов, Ю. П. Ладиков-Роев, В. П. Кравченко, А. Г. Машковский, В. Ф. Каченко, Стабилизация желобковых колебаний в плазме магнитной системой автоматического регулирования. Доклад на советско-американском семинаре по стабилизации обратными связями и динамическими методами, Сухуми, сентябрь 1975 г.
59. М. З. Токарь, Физ. плазмы 2, 691 (1976).

60. V. V. Arsenin, цит. в⁵¹ сборник, в. 1, т. 625.
61. T. Kamash, N. A. Uchan, Nucl. Fusion 15, 287 (1975).
62. T. C. Simonen, T. K. Chu, H. W. Hendel, Phys. Rev. Lett. 23, 568 (1969).
63. H. P. Furth, P. H. Rutherford, Phys. Fluids 12, 2638 (1969).
64. B. E. Keen, R. V. Aldridge, Phys. Rev. Lett. 22, 1358 (1969).
65. R. R. Parker, K. I. Thomassen, ibid., p. 1171.
66. B. A. Чуянов, Письма ЖЭТФ 11, 598 (1970).
67. R. Prater, Phys. Rev. Lett. 27, 132 (1971).
68. G. A. Emmert, R. K. Richards, D. R. Grubb, Feedback Experiment in a Mirror Machine at the University of Wisconsin (доклад на советско-американском семинаре по стабилизации обратными связями и динамическими методами. Сухуми, сентябрь 1975 г.).
69. B. В. Арсенин, В. А. Чуянов, Физ. плазмы 2, 244 (1976).
70. Л. А. Арцимович, Управляемые термоядерные реакции, М., Физматгиз, 1961.
71. В. Д. Шафранов, ЖТФ 40, 241 (1970).
72. R. L. Lowder, K. I. Thomassen, Phys. Fluids 16, 1497 (1973).
73. P. K. C. Wang, Phys. Rev. Lett. 24, 362 (1970).
74. В. В. Арсенин, В. А. Чуянов, АЭ 25, 141 (1968).
75. В. В. Арсенин, АЭ 28, 141 (1970).
76. В. В. Арсенин, АЭ 32, 691 (1972).
77. J. F. Clarke, R. A. Dory, in¹², p. 68.
78. J. Hugill, Plasma Phys. 16, 1200 (1974).
79. В. К. Бутенко, Ю. П. Ладиков-Роев, Ю. И. Самойленко, в кн. Кибернетика и вычислительная техника, вып. 8. Сложные системы управления, Киев, «Наукова думка», 1971, с. 80.
80. Ю. П. Ладиков-Роев, Ю. И. Самойленко, ЖЭТФ 42, 2062 (1972).
81. В. Ф. Губарев, в кн. Труды семинара «Распределенное управление в сплошных средах», вып. 3, Киев, Ин-т кибернетики АН УССР, 1970, с. 29.
82. Р. А. Демирханов, А. Г. Киров, В. П. Сидоров, Д. И. Самойленко, В. Ф. Губарев, Д. Г. Кривонос, Физ. плазмы 1, 716 (1975).
83. В. Ф. Губарев, Е. С. Паславский, Магнит. гидродин., № 4, 45 (1973).
84. A. R. Millner, R. R. Parker, in¹², p. 54.
85. H. P. Furth, J. Killeen, M. N. Rosenbluth, Phys. Fluids 6, 459 (1963).
86. С. В. Мирнов, И. Б. Семенов, in: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Conference Proceedings, Berchtesgaden, 1976), Vienna, IAEA, 1977, v. 1, p. 291.
87. R. S. Lowder, K. I. Thomassen, Bull. Am. Phys. Soc. 17, 992 (1972).
88. K. Bol et al., цит. в⁵² сборник, p. 83.
89. S. von Goeler, W. Stodiek, N. Sauterhoff, Phys. Rev. Lett. 33, 1201 (1974).
90. С. В. Мирнов, В. С. Мухоматов, В. С. Стрелков, В. Д. Шафранов, Физ. плазмы 2, 348 (1976).
91. A. A. Newton, J. Junker, H. A. B. Bodin, in¹², p. 166.
92. S. Kiyama, A. A. Newton, A. J. Wooton, Nucl. Fusion 15, 563 (1975).
93. R. Keller, A. Prechelon, W. Bachmann, Phys. Rev. Lett. 36, 465 (1976).
94. D. L. Call, K. J. Kutac, G. Miller, W. E. Quinn, Los Alamos Scientific Lab. Progress Report LA-6044-RP (1975), p. 31.
95. F. L. Ribe, M. N. Rosenbluth, in¹², p. 80.
96. F. L. Ribe, M. N. Rosenbluth, Phys. Fluids 13, 2572 (1970).
97. C. R. Harder, F. L. Ribe, R. E. Siemon, K. S. Thomas, Phys. Rev. Lett. 27, 386 (1971).
98. G. Miller, Phys. Fluids 18, 1704 (1975).
99. R. F. Gribble, S. C. Burnett, C. R. Harder, in: Proc. of 2nd Topical Conference on Pulsed High-Beta Plasmas, Garching, July 1972, p. 229.
100. W. E. Quinn, W. R. Ellis, R. F. Gribble, C. R. Harder, R. Kristal, F. L. Ribe, G. A. Sawyer, R. E. Siemon, K. S. Thomas, цит. в⁵¹ сборник, в. 2, p. 23.
101. S. C. Burnett, R. F. Gribble, C. R. Harder, K. J. Kutac, Bull. Am. Phys. Soc. 17, 992 (1972).
102. G. A. Sawyer, R. F. Gribble, C. R. Harder, K. Kutac, R. Kristal, W. E. Quinn, F. L. Zimmerman, ibid. 18, 1269 (1973).
103. E. L. Cuntrell et al., in: 7th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, v. 1, Lausanne, 1975, p. 48.
104. F. L. Ribe, in: Summary of LASL High-Beta Program (LA-UR-76-1161). US-USSR JFPPC Meeting, June 1-9, 1976.
105. V. S. Muchovатов, V. D. Shafranov, Nucl. Fusion 11, 605 (1971).

106. L. I. Artemenkov, I. N. Golovin, P. I. Kozlov, P. I. Melikhov, N. N. Shvindt, V. K. Butenko, V. F. Gubarev, A. I. Kukhtenko, Yu. P. Ladikov-Royev, Yu. I. Samoilenko, in: *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Conference Proc., Madison, 1971)*, v. 1, IAEA, Vienna, 1971, p. 359.
107. Л. И. Артеменков, П. И. Козлов, П. И. Мелихов, П. А. Мухин, Л. Н. Папков, *Письма ЖЭТФ* 17, 5 (1973).
108. L. I. Artemenkov, P. I. Kozlov, P. I. Melikhov, V. S. Svishev, *цит. в*⁵¹ *сборник*, v. 1, p. 153.
109. Л. И. Артеменков, П. И. Козлов, П. И. Мелихов, Л. Н. Папков, *АЭ* 36, 219 (1974).
110. Э. И. Кузнецов, *Физ. плазмы* 1, 1019 (1975).
111. The TFR Group, *цит. в*⁵¹ *сборник*, v. II, p. 20.
112. M. Cotsaftis, R. Dei-Cas, F. Dudon, P. Ginot, M. Huguet, P. H. Rebut, in: *3rd Intern. Symposium on Toroidal Plasma Confinement, Garching, 1973*, B-20.
113. M. Fijwara, S. Itoh, K. Matsuoka, M. Matsuura, K. Miyamoto, A. Ogata, *Japan J. Appl. Phys.* 14, 675 (1975).
114. В. В. Арсенин, *ЖТФ* 44, 1432 (1974).
115. H. P. Furth, P. H. Rutherford, in¹², p. 76.
116. А. А. Галеев, В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев, *ЖЭТФ* 44, 903 (1963).
117. В. В. Арсенин, В. А. Чуянов, *АЭ* 24, 327 (1968).
118. В. В. Арсенин, *ЖЭТФ* 40, 748 (1970).
119. J. B. Taylor, C. N. Lashmore-Davies, *Phys. Rev. Lett.* 24, 1340 (1970).
120. Л. И. Рудаков, Р. Э. Сагдеев, *ДАН СССР* 138, 581 (1961).
121. G. S. Lakhine, A. K. Sen, *Nucl. Fusion* 14, 285 (1974).
122. A. K. Sen, *Plasma Phys.* 16, 509 (1974).
123. N. E. Lindgren, C. K. Birdsall, *Phys. Rev. Lett.* 24, 1159 (1970).
124. A. K. Sen, *Phys. Fluids* 18, 1187 (1975).
125. C. W. Hartman, H. W. Hendel, R. H. Munger, in¹², p. 170.
126. E. G. Harris, *Phys. Rev. Lett.* 2, 34 (1959).
127. V. A. Чуянов, V. Ch. Lichtenstein, D. A. Рапов, V. A. Zhil'tsov, in¹², p. 188.
128. В. А. Жильцов, В. Х. Лихтенштейн, Д. А. Панов, *Письма ЖЭТФ* 11, 213 (1970).
129. H. W. Hendel, T. K. Chu, E. W. Perkins, T. C. Simonen, in¹², p. 94.
130. B. E. Keen, W. H. W. Fletcher, *Phys. Rev. Lett.* 25, 350 (1970).
131. B. E. Keen, W. H. W. Fletcher, *Plasma Phys.* 13, 419 (1971).
132. Y. Kitagawa, S. Tanaka, *Phys. Lett. A* 35, 43 (1971).
133. A. Y. Wong, D. R. Baker, N. Booth, *Phys. Rev. Lett.* 24, 804 (1970); см. также *сборник*¹², p. 84.
134. A. Samain, *C. R. Ac. Sci. B* 270, 452 (1970).
135. J. N. Stufflebeam, R. L. Hickok, W. Jennings, *Bull. Am. Phys. Soc.* 17, 992 (1972).
136. F. F. Chen, in¹², p. 33.
137. F. F. Chen, C. Etievant, *Phys. Fluids* 13, 687 (1970).
138. F. F. Chen, H. P. Furth, *Nucl. Fusion* 9, 364 (1969).
139. A. Sundaram, A. Sen, *цит. в*¹⁰³ *сборник*, p. 28.
140. A. Sen, A. K. Sundaram, *Nucl. Fusion* 16, 303 (1976).
141. A. Anker-Johnson, H. Fossum, A. Y. Wong, in¹², p. 160; *Phys. Rev. Lett.* 26, 560 (1971).
142. T. K. Chu, H. W. Hendel, D. L. Jassby, T. C. Simonen, in¹², p. 142.
143. В. В. Арсенин, Э. Д. Сергиевский, *Магнит. гидродин.*, № 1, 53 (1972).
144. В. В. Арсенин, в кн. *Кибернетика и вычислительная техника*, вып. 19. *Сложные системы управления*, Киев, «Наукова думка», 1973, с. 101.
145. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М., Гостехиздат, 1957, с. 289.
146. Ю. П. Ладиков-Роев, В. Г. Машковский, *цит. в*⁷⁹ *сборник*, с. 109.
147. М. Д. Даргейко, И. Т. Селезов, *ibid.*, с. 97.
148. В. В. Арсенин, В. А. Чуянов, *ЖТФ* 39, 429 (1969).
149. В. В. Арсенин, *ТВТ* 8, 899 (1970).
150. В. В. Kadomtsev, A. V. Nedospasov, *J. Nucl. Energy C* 1, 230 (1960).
151. F. F. Chen, D. L. Jassby, M. E. Markir, *Phys. Fluids* 15, 1864 (1972).
152. A. Mase, T. Tsukishima, *J. Phys. Soc. Japan* 32, 522 (1972).
153. В. В. Арсенин, В. А. Чуянов, *ЖТФ* 38, 2106 (1968).
154. А. Б. Михайловский, *ЖЭТФ* 48, 380 (1965).
155. Л. С. Богданкевич, Е. Е. Ловецкий, А. А. Рухадзе, *Яд. синтез* 6 (9), 176 (1966).

156. В. В. Владимиров, ДАН СССР 162, 785 (1965).
157. J. R. Pierce, J. Appl. Phys. 15, 721 (1944).
158. В. М. Смирнов, А. Н. Игрицкий, в кн. Инженерно-математические методы в физике и кибернетике, вып. 2, М., Атомиздат, 1973, с. 5.
159. А. Н. Игрицкий, ЖТФ 44, 1137 (1974).
160. М. В. Незлин, А. М. Солнцев, ЖЭТФ 53, 437 (1967).
161. Yu. T. Baiborodov, Yu. V. Gott, M. S. Ioffe, R. I. Sobolev, in: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, v. 2, Vienna, IAEA, 1969, p. 213.
162. В. В. Арсенин, Письма ЖЭТФ 11, 500 (1970).
163. Т. Каммаш, Н. А. Учан, цит. в ¹⁰³ сборник, p. 37.
164. M. N. Rosenbluth, R. F. Post, Phys. Fluids 8, 547 (1965).
165. A. Garasadden, P. Bletzing, in ¹², p. 149.
166. M. Sato, Phys. Rev. Lett. 24, 998 (1970).
167. Л. Пекарек, УФН 94, 463 (1968).
168. В. В. Арсенин, ТВТ 8, 1285 (1970).
169. А. В. Недоспасов, УФН 94, 439 (1968).
170. К. Китао, Plasma Phys. 13, 667 (1971); Nucl. Fusion 16, 1035 (1976).
171. А. Б. Михайловский, А. В. Тимофеев, ЖЭТФ 44, 919 (1963).
172. R. A. Dory, G. E. Gust, E. G. Harris, Phys. Rev. Lett. 14, 131 (1965).
173. Ю. П. Ладиков-Роев, цит. в ³⁵ сборник, с. 63.
174. R. M. Chervin, A. K. Sen, Plasma Phys. 15, 387 (1973).
175. D. Bohm, E. P. Gross, Phys. Rev. 75, 1864 (1949).
176. А. И. Ахизер, Я. Б. Файнберг, ДАН СССР 69, 555 (1949).
177. R. W. Baswell, P. S. Christiansen, Phys. Fluids 16, 692 (1973).
178. Г. В. Гордеев, ЖЭТФ 27, 19 (1954).
179. J. G. Brown, A. B. Compther, K. W. Ehlers, D. R. Hopkins, W. B. Kunkel, P. S. Rostier, Plasma Phys. 13, 47 (1971).
180. А. И. Морозов, В. А. Невровский, В. А. Смирнов, ЖТФ 43, 543 (1973).
181. A. Y. Wong, F. Hai, Phys. Rev. 23, 163 (1969).
182. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1954.
183. Yu. N. Dnestrovskii, D. P. Kostomarov, V. N. Telegin, D. A. Raponov, V. A. Chuayanov, Plasma Phys. 11, 691 (1969).
184. Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, М., Физматгиз, 1963.
185. В. Е. Кеен, Phys. Rev. Lett. 24, 259 (1970).
186. В. Е. Кеен, in ¹², p. 103.
187. T. C. Simonen, ibid., p. 119.
188. T. K. Chu, H. W. Hendel, T. C. Simonen, Bull. Am. Phys. Soc. 15, 777 (1970).
189. С. В. Путьвинский, А. В. Тимофеев, ЖЭТФ 69, 221 (1975).
190. W. Calvert, V. A. Chuayanov, E. G. Murphy, D. R. Sweetman, CLM-P, 293 (1973).
191. А. Д. Селидовкин, ЖТФ 43, 500 (1973).
192. Л. А. Арцимович, в кн. Труды II Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Доклады советских ученых. Ядерная физика, М., Изд-во Главного управления по использованию атомной энергии, 1959, с. 30.
193. J. L. Dressler, in ¹², p. 60.
194. А. С. Воробьев, Автомат. и телемех. 8, 37 (1973).