

**ДИНАМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ УДЕРЖАНИЯ И СТАБИЛИЗАЦИИ
ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ****С. М. Осовец****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	637
2. «Бегущая волна»: теоретические основы	640
3. Экспериментальные исследования системы «бегущая волна»	651
4. Динамическая стабилизация: основы теории	659
5. Динамическая стабилизация: результаты экспериментов и следствия	665
6. Комбинированные системы	677
7. Заключение	680
Цитированная литература	682

1. ВВЕДЕНИЕ

Ведущиеся в течение более двадцати лет исследования горячей плазмы — это, по сути, история поисков путей удержания и стабилизации неустойчивых плазменных конфигураций.

Настоящий обзор посвящен одному из таких путей, а именно методам воздействия на плазму с этой целью электромагнитных полей высокой частоты. Хотя основная цель проводившихся исследований связана с проблемой управляемого термоядерного синтеза, многие вопросы здесь представляют интерес, выходящий за пределы этой конкретной задачи, и могут оказаться весьма полезными в других разделах физики.

Использование полей высокой частоты позволяет создавать конфигурации полей, изменяющихся во времени так, что в среднем за период колебаний для плазмы, находящейся в таком поле, можно удовлетворить условиям равновесия и ее устойчивости. Для того чтобы изменения величины поля за период колебаний не приводили к чрезмерной деформации плазмы и интенсивному ее взаимодействию со стенками газоразрядной камеры, период колебаний поля должен быть достаточно малым. Для этого нижний предел частоты колебаний приложенного поля определяется условием

$$f_{\min} \approx \frac{v_{ti}}{L} \quad (1.1)$$

где v_{ti} — тепловая скорость ионов в плазме, L — некий характерный размер устройства.

Это — оценка по порядку величины. Более точные условия для минимальной частоты, для конкретных устройств с динамическим воздействием на плазму будут приведены ниже.

Определим область частот в применении к проблеме управляемого синтеза. Тепловая скорость ионов дейтерия при температуре ~ 10 кэв

составляет $v_{ti} = 10^8$ см/сек. Это оптимальная температура при использовании в этой проблеме реакции DT. Принимая величину L равной примерно 10 см, получаем, что $f_{\min} \approx 10^7$ сек⁻¹. Длина электромагнитной волны в вакууме Λ , соответствующая такой частоте, составляет 30 м, что много больше геометрических размеров устройства, так что электромагнитное поле можно считать квазистационарным и напряженность электрического поля будет меньше напряженности магнитного в отношении $L/\Lambda \ll 1$. Поэтому действием электрического поля здесь можно пренебречь.

Методы воздействия на плазму сильных электромагнитных полей такого диапазона частот с целью удержания и стабилизации плазмы будем называть динамическими методами. Термин «сильные поля» означает, что силы магнитного давления от действия этих полей сравнимы с газовым давлением горячей плазмы. Выражение «динамические методы» введено потому, что период изменения поля в используемом диапазоне частот сравним с собственными временами, характерными для макроскопических процессов в плазме: временем прохождения некоторого определенного расстояния частицами, движущимися с тепловыми скоростями, периодом, связанным с распространением ионного звука в плазме, периодом колебаний альвеновской частоты, временами нарастания МГД-неустойчивостей. Поэтому плазма как бы «чувствует» колебания поля и конфигурация ее, в определенной степени, перестраивается вслед за изменениями конфигурации высокочастотного поля. Длительность же всего процесса удержания или стабилизации плазмы при применении динамических методов во много раз превышает период колебаний приложенных высокочастотных полей.

Настоящий обзор ограничивается рассмотрением методов воздействия на плазму квазистационарных полей. Имеющиеся предложения и проведенные исследования, относящиеся к использованию в проблеме управляемого термоядерного синтеза волновых полей в устройствах, в которых длины волн сравнимы с размерами системы, должны быть предметом отдельного рассмотрения.

Первые предложения по удержанию плазмы квазистационарными полями высокой частоты и динамической стабилизации плазмы, в приложении к проблеме управляемого термоядерного синтеза, относятся к концу пятидесятых годов; к экспериментальным исследованиям приступили в начале шестидесятых. В 1963 г. была опубликована статья¹, содержащая обзор работ по удержанию и стабилизации плазмы с использованием электромагнитных полей высокой частоты. Теперь, спустя 10 лет, попытаемся вернуться к этой теме, исходя из более современных представлений.

Существующие в настоящее время пути воздействия электромагнитных полей в целях получения, удержания и стабилизации горячей плазмы являются предметом длительных интенсивных исследований, достаточно хорошо известны и нет особой необходимости излагать их сколько-нибудь подробно. Это замкнутые ловушки тороидального типа («Токамак» и «Стелларатор»), открытые адиабатические ловушки, импульсные системы однократного действия Z- и θ -пинчи. В последнее время намечаются еще два направления, связанные с использованием мощных лазерных лучей и электронных пучков. Каждое из этих направлений имеет свои перспективы и свои специфические трудности.

Мы надеемся, что динамические методы воздействия на плазму электромагнитных полей высокой частоты займут достойное место среди других направлений на пути к решению задачи управляемого термоядерного синтеза.

Использование полей высокой частоты создает предпосылки для построения полей с конфигурацией, близкой к идеальной ловушке для

бесстолкновительной плазмы. При этом оказывается возможным удовлетворить условиям равновесия и макроскопической устойчивости при значении параметра $\beta = 8\pi r/H^2$, близком к единице.

Здесь открывается довольно широкий диапазон различных возможностей. Мы не будем описывать все имеющиеся варианты предложений на эту тему, а сконцентрируем основное внимание на общих физических свойствах, присущих таким системам, используя для этого конкретные устройства скорее в качестве характерных примеров, чем окончательных рецептов, ибо, как говорил замечательный чехословацкий шахматист Рихард Рети, «варианты умирают, идеи остаются».

Кратко основные идеи можно сформулировать так:

а) **У д е р ж а н и е п л а з м ы** — газовому давлению горячей плазмы противодействует давление высокочастотного магнитного поля. При этом оказывается, что конфигурацию поля можно сделать такой: чтобы всюду у поверхности плазмы поле возрастало к периферии. Крутизна нарастания поля может быть сделана сколь угодно большой. Значение крутизны ограничивается соображениями энергетического характера.

Конечно, при этом предполагается, что частота изменений поля достаточно велика (см. соотношение (1.1)) для того, чтобы можно было считать, что на плазму действует некоторое усредненное во времени магнитное давление. Создать конфигурацию с наибольшим значением среднего H^2 всюду у поверхности плазмы с достаточно большой крутизной поля от границы плазмы к периферии, используя только постоянные во времени поля, по-видимому, принципиально невозможно.

В случае применения полей высокой частоты оказывается возможным осуществить условия, при которых плазма всюду полностью оторвана от стенок разрядной камеры. Это может быть достигнуто и тогда, когда плазма находится в замкнутом объеме, например в сосуде тороидальной формы.

Так как характерный размер, на котором давление плазмы изменяется от нуля до максимального значения, определяется глубиной проникновения в плазму удерживающего поля, то (поскольку удерживающее высокочастотное поле проникает из-за сильно выраженного скин-эффекта на относительно малую глубину) градиент давления наблюдается только на толщине скин-слоя. Поэтому здесь давление плазмы в зависимости от радиуса не имеет такого плавного распределения, как при медленно меняющихся удерживающих полях, и характеризуется крутым профилем, четко разграничивающим область, занятую плазмой, от окружающего объема. Поскольку в объеме между плазмой и стенкой существует сильное поле высокой частоты, в нем не может быть сколько-нибудь заметной концентрации нейтрального газа или ионизованных частиц, так как нейтралы ионизируются действием сильных электрических полей, а заряженные частицы дрейфуют в район, занятый плазмой. Поэтому термоизоляция плазмы от стенок сосуда в таких системах должна быть более совершенной, чем в системах с постоянными или сравнительно медленно меняющимися удерживающими магнитными полями.

Однако эти преимущества методов удержания плазмы с использованием высокочастотных полей наталкиваются на практически непреодолимые в настоящее время трудности технической реализации устройств с параметрами, достаточно близкими к тем, которые необходимы для осуществления реакции термоядерного синтеза с положительным энергетическим выходом. Это трудности энергетического характера, рассмотрение которых будет проведено в следующем разделе при анализе работы некоторой конкретной системы такого рода.

б) Стабилизация плазмы. В этом случае давление плазмы уравнивается давлением медленно меняющегося поля. Функции высокочастотного поля сводятся к поддержанию устойчивости в основном МГД-типа. С этой целью могут быть использованы высокочастотные поля и в некоторых комбинациях с постоянными или медленно меняющимися полями — комбинированные системы.

Здесь благодаря изменениям конфигурации стабилизирующего поля во времени неустойчивость не успевает развиваться в каком-то определенном направлении, конечно, если конфигурация стабилизирующего поля изменяется с достаточной скоростью. Происходит как бы чередование направлений, благоприятных для развития неустойчивостей, причем ни в каком из этих направлений деформации плазмы не возрастают до опасных пределов, так что в «среднем» плазма остается устойчивой.

Для таких систем уже установился термин системы с динамической стабилизацией.

Рассмотрение конкретных систем начнем с высокочастотных ловушек. В качестве примера приведем ловушку «бегущая волна».

2. «БЕГУЩАЯ ВОЛНА»: ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Такая ловушка позволяет создать конфигурацию поля, где всюду среднее значение квадрата магнитного поля возрастает от центра к периферии. Такое поле может быть создано системой проводников, у которой

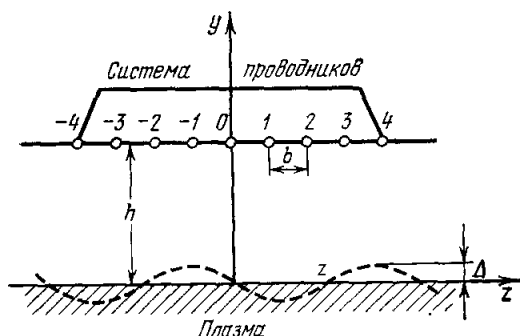


Рис. 1. Схема расчета «бегущей волны» для плоского случая в координатах y, z .

Заштрихована плазма. Штриховой линией показано возмущение поверхности. Δ — амплитуда возмущения. Нумерация проводников — относительно произвольной точки. b — расстояние между проводниками питающей обмотки, h — расстояние между плоскостью расположения проводников и невозмущенной поверхностью плазмы.

фаза токов, протекающих в соседних проводниках, сдвинута на некоторый угол θ_r . Простейшим примером такой системы являются известные стационарные ловушки с остrokонечной геометрией, у которых этот угол π . В этом случае поле в центре сосуда равно нулю и круто возрастает к периферии. Однако у такой ловушки между проводниками имеются «щели», через которые частицы уходят из плазмы к стенкам сосуда.

Такие ловушки подробно исследовались, и в настоящее время от них практически отказались, так как уход частиц через «щели» оказывается слишком большим.

В 1957 г. была предложена система², в которой «щели» непрерывно перемещаются в пространстве с такой скоростью, что частицы «не успевают» выйти из полезного объема. Это можно осуществить, только используя поля высокой частоты. Такие поля создаются с помощью системы проводников, питаемых высокочастотным током, у которых токи в соседних проводниках смещены на некоторый постоянный угол θ , больший нуля и меньший π . При этом амплитудное значение напряженности магнитного поля будет двигаться в направлении оси z (рис. 1). Такие системы называются системами «с бегущей волной». Если ее свернуть в тор, волна будет вращаться, как это происходит, например, в асинхронном электрическом двигателе.

Скорость волны $v_\phi = \omega/k$, где волновое число $k = 2\pi/\lambda$; λ — пространственная длина волны. Условия малости возмущения поверхности плазмы из-за наличия движущейся щели сводится к условию (1.1). Если принять в качестве характерного размера малый радиус тора $a = 10-100$ см, а тепловую скорость $v_{Ti} = 10^7-10^8$ см/сек, то $\omega = 10^7-10^8$ сек⁻¹, что соответствует длине электромагнитной волны 300—30 м, т. е. длина волны здесь всегда много больше всех характерных размеров. Поэтому можно пренебречь токами смещения по сравнению с токами проводимости и считать систему квазистационарной.

Такой критерий выбора частоты, конечно, должен привести к тому, что частицы со скоростями, значительно превышающими тепловую скорость — из «хвоста» функции распределения плазмы по скоростям могут, в принципе, «успевать» выйти в щели. Однако то обстоятельство, что поле возрастает к периферии, должно препятствовать сколько-нибудь заметному уходу таких частиц. Кроме того, как будет показано ниже, в системе «бегущая волна» возникает квазипостоянное магнитное поле дрейфового тока, которое также препятствует уходу из плазмы «быстрых» ионов. Однако эти вопросы требуют специального анализа, который здесь приводить не будем. Приведем основные соотношения, характерные для устройств такого типа.

Для того чтобы не загромождать настоящий обзор длинными вычислениями, ограничимся рассмотрением простейшей задачи, с тем чтобы была ясна физическая сторона вопроса. Приведем решение для плоской задачи. Имеется система проводников, по которым протекает переменный ток, причем токи в соседних проводниках сдвинуты на некоторый фазовый угол θ . В действительности задачу следовало бы решать для тора, и соответствующая система уравнений должна быть записана в тороидальных координатах. Такая задача решена (см., например, ^{3, 4}), но здесь мы этого решения из-за его громоздкости приводить не будем. Решение для плоского случая имеет смысл, когда расстояние от питающей обмотки до поверхности плазмы много меньше радиуса плазменного образования. Поскольку в условиях проводившихся экспериментов это требование выполнялось, такое рассмотрение можно считать обоснованным. Задачу сформулируем следующим образом. Рассмотрим поверхность плазмы, взаимодействующей с системой проводников, расположение и нумерация которых показана на рис. 1. Кратчайшее расстояние от проводников до поверхности плазмы обозначим через h , а расстояние между соседними проводниками через b . Плазму считаем идеально проводящей, а поверхность ее невозмущенной. Условия, при которых возмущения поверхности достаточно малы, будут приведены ниже. В этих предположениях давление магнитного поля можно считать приложенным к плоской поверхности. Вычислим в некоторой точке z на поверхности плазмы магнитное поле, создаваемое токами бесконечного числа проводников, расположенных как показано на рисунке.

Пользуясь методом зеркального отображения, находим поле в точке z на поверхности плазмы в виде ряда

$$H(z, t) = \operatorname{Re} \frac{4\pi J_0}{bc} e^{i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{(h/b) e^{in\theta}}{(h/b)^2 + [n - (z/b)]^2}; \quad (2.1)$$

здесь обозначены J_0 — амплитудное значение тока в проводнике, θ — угол сдвига фаз между соседними проводниками, n — номер проводника.

Суммируя ряд (2.1) и выделяя вещественную часть, получаем, что

$$H(z, t) = \frac{4\pi J_0}{bc} \frac{\text{sh}[(h/b)(2\pi - \theta)] \cos[\omega t + (\theta z/b)] + \text{sh}(h\theta/b) \cos[\omega t - (z/b)(2\pi - \theta)]}{\text{ch}(2\pi h/b) - \cos(2\pi z/b)}. \quad (2.2)$$

Если $2\pi h/b \gg 1$, что обычно имеет место, это выражение с достаточной для наших целей точностью сводится к

$$H(z, t) = \frac{4\pi J_0}{bc} \cos\left(\omega t + \frac{\theta z}{b}\right) e^{-\theta h/b}. \quad (2.2a)$$

Отсюда видно, что при θ , не равном нулю или π , существует бегущая волна и что напряженность поля возрастает от поверхности плазмы к периферии. Величина $\theta = 2\pi/m$, где m — число фаз, а $\theta/b = \kappa = 2\pi/\lambda$, где λ — пространственная длина волны. Из этого следует, что волна движется в направлении z с фазовой скоростью $v_\phi = \omega/\kappa$ и что чем меньше пространственная длина волны λ по отношению к расстоянию h , тем больше глубина «магнитной ямы».

Величина магнитного давления на плазму, усредненная по координате и времени:

$$\overline{P}_M = -\frac{1}{2\pi b} \int_{-\pi}^{\pi} \left(\int_{-\pi}^{\pi} H^2(z, t) d\omega t \right) dz = \pi \left(\frac{J_0}{bc} \right)^2 \frac{\text{ch}[(2\pi h/b) - 2\kappa h]}{\text{sh}(2\pi h/b)}; \quad (2.3)$$

здесь мы для $H(z, t)$ использовали выражение (2.2). В приближении (2.2a) имеем

$$\overline{P}_M = \pi \left(\frac{J_0}{bc} \right)^2 e^{-2\kappa h}. \quad (2.3a)$$

Это усредненное давление должно уравнивать газокINETическое давление плазмы, так что

$$\pi \left(\frac{J_0}{bc} \right)^2 \frac{\text{ch}[(2\pi/bc) - 2\kappa h]}{\text{sh}(2\pi h/b)} \approx \pi \left(\frac{J_0}{bc} \right)^2 e^{-2\kappa h} = nkT, \quad (2.4)$$

где n — плотность плазмы, T — температура, k — постоянная Больцмана.

Вследствие того, что истинное давление на плазму в каждый фиксированный момент времени в каждой точке отличается от усредненного, на поверхности плазмы возникают возмущения. Величина возмущения $\Delta(z, t)$ (см. рис. 1) должна быть достаточно малой по сравнению с расстоянием h от поверхности плазмы до проводников. Значение максимального искажения поверхности плазмы, вычисленное в работе² для двух случаев: трехфазной ($m = 3$) и шестифазной ($m = 6$) систем соответственно, дают

$$\left(\frac{\Delta}{h} \right)_{\text{extr}} = 0,091 \quad \text{и} \quad \left(\frac{\Delta}{h} \right)_{\text{extr}} = 0,15.$$

Оба эти значения можно считать приемлемыми. При $m = 3$ крутизна «магнитной ямы» больше, чем при $m = 6$, что создает лучшие условия для равновесия и термоизоляции плазмы. Поэтому в эксперименте была выбрана трехфазная система, хотя при этом энергия магнитного поля между плазмой и проводниками при заданном магнитном давлении на поверхность плазмы должна быть несколько больше, чем для $m = 6$.

Приведенные соотношения позволяют выбрать величины токов в обмотках, число фаз и соотношения основных размеров, в частности, h/b .

Остается найти критерий для выбора частоты, который также определяется из условия малости искажения поверхности, но в различные моменты времени, а не в различных точках в фиксированный момент времени, как это делалось выше. Соответствующие вычисления, также при-

веденные в работе ², дают условие

$$\omega > \frac{v_{Ti}}{4h}, \quad (2.5)$$

которое определяет выбор нижнего предела частоты, а это значит, что диапазон требуемых частот лежит в области нескольких мегатерц.

При этом длина электромагнитной волны составляет сотни метров, что во много раз превосходит все геометрические размеры.

Таким образом, определены основные параметры, характеризующие устройство такого рода, при идеализированных предположениях, принятых в основу приведенных вычислений.

Более детальный анализ показывает, что здесь существеннейшую роль играют эффекты, не учтенные в приведенном рассмотрении. Это прежде всего нелинейные эффекты, которые проявляются в результате дрейфа электронов, увлекаемых в движение бегущей волной. Дрейф электронов приводит к появлению тока в направлении оси z , причем этот ток имеет постоянную составляющую во времени.

Для рассмотрения этого явления напомним полную систему уравнений, описывающих электромагнитные процессы в плазме, находящейся под воздействием бегущего магнитного поля. Здесь мы должны ввести конечную проводимость плазмы σ и рассматривать поля, проникающие в плазму. Характерным размером, определяющим глубину проникновения поля в плазму, является глубина скин-слоя δ . Вопрос о том, что же такое скин-слой в условиях данной задачи, обсудим ниже. Поскольку, как это обычно имеет место, глубина скин-слоя всегда много меньше других характерных размеров, можно на данном этапе ограничиться плоской задачей.

Исходные уравнения, в обычных обозначениях, — это обобщенный закон Ома

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} + \frac{e\tau}{mc} [\mathbf{j}, \mathbf{H}] \quad (2.6)$$

и уравнения Максвелла (без токов смещения)

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi \mathbf{j}}{c}, \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \text{div } \mathbf{H} = 0. \quad (2.7)$$

Примем, что плотность и температура плазмы повсюду постоянны, так что $\sigma = e^2 n \tau / m$ также не меняется по толщине плазмы. Такое допущение может быть и недостаточно обосновано, однако это единственная возможность сделать задачу определенной.

Решение, полученное в такой идеализированной задаче, дает скорее качественную картину явления.

Однако дело еще более осложняется в результате следующего обстоятельства. Здесь введена обычная проводимость — столкновительная. При этом естественно предполагается, что толщина скин-слоя много больше длины свободного пробега электронов для кулоновских столкновений. В действительности же в наиболее интересных случаях это условие не выполняется.

Длина свободного пробега кулоновского рассеяния

$$l = \frac{3 \cdot 10^{13}}{n_e L_K} T^2 \text{ см};$$

здесь температура T в эв, L_K — кулоновский логарифм рассеяния, примем его ≈ 10 . Тогда уже при температуре в 100 эв и $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ $l = 30 \text{ см}$, в то время как толщина скин-слоя составляет величину меньше 1 см.

Существующая теория аномального скин-эффекта здесь также неприменима, так как она построена в предположении, что давление ВЧ поля вызывает малые возмущения плотности. В нашем случае давление поля полностью уравнивает давление плазмы, так что расстояние, на котором плотность плазмы изменяется от нуля до максимального значения, сравнима с толщиной скин-слоя.

Недавно появилась работа ⁵, в которой решается задача о проникновении ВЧ поля в плазму для случая, когда давление этого поля достаточно для удержания плотной, горячей плазмы. Столкновениями авторы пренебрегают.

Полученные результаты (численным счетом на ЭВМ) кратко сводятся к следующему. Толщина скин-слоя, при довольно широкой вариации значений соответствующих параметров, всегда составляет величину, в несколько c/ω_0 (плазменная частота $\omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m}$) или

$$\delta = k \frac{5 \cdot 10^5}{\sqrt{n_e}}, \quad (2.8)$$

где численный коэффициент $k \approx 2-3$.

Второй результат — это то, что фаза волны по мере проникновения в глубь плазмы не меняется и остается постоянной величиной, соответствующей ее значению в вакууме.

Ясно, что величина δ из (2.8), при условии, что $H^2/8\pi = n_e kT$, сводится к тому, что

$$\delta = k \frac{v_{Te}}{\omega_H} = k r_L, \quad (2.9)$$

где v_{Te} — тепловая скорость электронов и r_L — ларморовский радиус электрона.

Следовательно, результат работы ⁵ означает, что толщина скин-слоя составляет несколько ларморовских радиусов электрона, соответствующих эффективному значению ВЧ поля на границе плазма — вакуум.

Эти выводы, как мы увидим ниже, находятся в некотором противоречии с результатами проводившихся экспериментов. Толщина скин-слоя в несколько раз превышает вычисленную по формуле (2.8), а при уменьшении плотности наблюдается тенденция скорее к уменьшению скин-слоя, чем к росту. Это относится к экспериментам с наиболее высокими параметрами (большие поля и малые плотности), представляющими наибольший интерес, когда заведомо неприменимы обычные представления. Что же касается фазы, то наблюдается сильное изменение фазы по мере проникновения поля в глубь скин-слоя. Смещение фаз достигает $100-140^\circ$. Правда, в условиях проводившихся экспериментов в плазме протекал значительный дрейфовый ток, поле которого сравнимо с напряженностью приложенного поля, что конечно, может существенно сказаться на проникновении в плазму ВЧ поля.

Вернемся к рассмотрению основной задачи, описываемой системой уравнений (2.6) и (2.7), которые при принятых допущениях представляют собой замкнутую систему, решение которой дает значение всех интересующих нас величин.

Так как уравнение (2.6) нелинейное и достаточно сложное, количественные результаты могут быть получены только путем численного интегрирования системы уравнений (2.6) и (2.7) при соответствующих граничных условиях. Эта задача была решена на ЭВМ, и результаты опубликованы в работах ⁶⁻⁹. Работы ^{6, 7} и ^{8, 9} отличаются тем, что в них были выбраны различные граничные условия и характерные параметры. Граничные условия: в работах ^{6, 7} задано поле на поверхности плазмы, в работах ^{8, 9} — ток в обмотке.

Здесь мы приведем только некоторое, скорее качественное, исследование (см. ¹⁰), которое поможет в разъяснении основных физических процессов, протекающих в плазме в рассматриваемых условиях.

Поскольку интересующие нас процессы протекают в тонком, по сравнению с другими характерными размерами, скин-слое, будем и здесь решать плоскую задачу. При этом все производные по y считаем равными нулю. Кроме того, считаем пренебрежимо малыми по сравнению с другими величинами перпендикулярную к поверхности плазмы составляющую тока $\partial H_y / \partial z$, а также $\partial H_x / \partial z$ — по сравнению с $\partial H_y / \partial x$. Отношение этих величин порядка $(\kappa \delta)^2 \ll 1$, где δ — толщина скин-слоя, которая во много раз меньше пространственной длины электромагнитной волны λ .

Далее принимаем, что магнитное поле «бегущей волны» изменяется по мере проникновения в глубь плазмы по такому же закону, как и для линейной системы, т. е.

$$H_z = H_{z0} e^{-x/\delta} \cos \left(\omega t + \kappa z - \frac{sx}{\delta} \right), \quad (2.10)$$

где H_{z0} — амплитудное значение высокочастотного поля на поверхности плазмы, s — коэффициент, определяющий смещение фазы волны, значение которого может быть взято из эксперимента.

При принятых допущениях система уравнений (2.6) и (2.7) легко решается, и из них получается, что

$$j_y = \frac{\sigma E_y}{1 + (e\tau H_x / mc)^2}. \quad (2.11)$$

Это — «обобщенный закон Ома», причем его можно представить в виде обычного, если ввести «эффективную проводимость»

$$\sigma_{\text{эфф}} = \frac{\sigma}{1 + (e\tau H_x / mc)^2}. \quad (2.12)$$

Значение H_x легко найти из условия, что $\text{div } H = 0$, и для H_z воспользоваться выражением (2.10).

Помимо высокочастотного тока j_y , решение системы (2.6) и (2.7) позволяет найти дрейфовый ток в направлении оси z , плотность которого

$$j_z = - \frac{en_e v_{\Phi} (e\tau H_x / mc)^2}{1 + (e\tau H_x / mc)^2}. \quad (2.13)$$

Видно, что этот ток определяется дрейфом электронов в поле бегущей волны и что скорость электронов определяется фазовой скоростью волны и не может ее превышать. Кроме того, из (2.13) следует, что дрейфовый ток содержит постоянную во времени составляющую. Плотность постоянной составляющей

$$\bar{j}_z = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} j_z d\omega t = -en_e v_{\Phi} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + q^2 e^{-\frac{2x}{\delta}}}} \right). \quad (2.13a)$$

Здесь мы ввели безразмерный параметр

$$q = \frac{e\tau}{mc} \kappa \delta H_{x0}.$$

Решение, полученное для плоской задачи, можно обобщить на более реальные условия — цилиндр с радиусом a , в тонких стенках которого протекают токи. Интегрируя (2.13a) по x и считая, что ток протекает по периметру цилиндра $2\pi a$, находим значение постоянной составляющей

дрейфового тока — измеряемую величину

$$J_z = 2\pi a \int_0^\infty \bar{j}_z dx = -\pi a e n_e v_\Phi \delta \ln \frac{q^2(1 + \sqrt{1+q^2})}{4(\sqrt{1+q^2}-1)}. \quad (2.14)$$

Считая, что этот ток создает вокруг цилиндра поле H_Φ , можно найти отношение поля постоянной составляющей дрейфового тока на границе плазма — вакуум к амплитудному значению высокочастотного поля H_{z0} :

$$\frac{H_\Phi}{H_{z0}} = \frac{\delta_K^2}{\delta^2} \frac{1}{\sqrt{1+s^2}q} \ln \frac{q^2(1 + \sqrt{1+q^2})}{4(\sqrt{1+q^2}-1)}, \quad (2.15)$$

$$\delta_K^2 = \frac{c^2}{4\pi\sigma\omega}.$$

Это выражение в зависимости от q имеет явно выраженный максимум при $q \approx 2,4$, а при этом функция от q в правой части (2.15) принимает значение $\approx 0,49$.

В приведенном рассмотрении скин-слой δ считался заданным. Значение δ находится из самосогласованной задачи, которая описывается системой уравнений (2.6)–(2.7), численное решение которой ^{6–9} привело к следующим результатам. Задача решалась в предположении, что проводимость определяется обычным механизмом кулоновских столкновений. При этом оказывается, что в рассматриваемых условиях скин-слой δ увеличивается примерно вдвое по сравнению с обычным и при дальнейшем росте соответствующих параметров наступает «насыщение», толщина скин-слоя дальше не растет. Численный расчет показывает также, что отношение H_Φ/H_{z0} ограничено и что его максимальное значение $\approx 0,8$ соответствует величине параметра $q \approx 3,5$.

Таким образом, оказывается, что даже в такой системе, которая на первый взгляд кажется идеальной ловушкой, появляется «выделенное» направление, связанное с возникновением дрейфового тока, поле которого при значениях параметров, представляющих интерес, сравнимо с напряженностью приложенного поля. Это обстоятельство приводит по меньшей мере к трем важным следствиям. Плазменный виток с током, образующийся при этом, как известно, сам по себе не может находиться в равновесии. Возникает электродинамическая сила расталкивания витка

$$F_1 = -\frac{1}{2c^2} \frac{\partial}{\partial R} L J_z^2 = -\frac{2\pi}{c^2} J_z^2 \left(\ln \frac{8R}{a} - 1 \right), \quad (2.15')$$

где J_z — дрейфовый ток, R и a — соответственно большой и малый радиусы плазменного витка.

Легко показать, что действие этой силы практически невозможно компенсировать противодействием внешнего высокочастотного поля. Поэтому такая система, задуманная как идеальная ловушка, в действительности оказывается неравновесной конфигурацией. Однако эту трудность можно преодолеть двумя способами. Во-первых, виток с током можно «подвесить» в поперечном поле (см. ¹¹). Если обозначить напряженность поперечного поля через $H_\perp$, то сила взаимодействия этого поля с током, направленная к центру тора, будет $F_2 = 2\pi R J_z H_\perp / c$. Тогда условие равновесия сводится к

$$H_\perp = \frac{J_z}{Rc} \left(\ln \frac{8R}{a} - 1 \right). \quad (2.16)$$

Видно, что это поле небольшое и оно не должно привести к дополнительным неприятностям. При этом, поскольку процесс стационарный (так как ток устанавливается за малое время), такое равновесие, или, точнее,

управление положением плазменного витка относительно оси разрядной камеры, может быть легко осуществлено и без труда поддерживаться в течение всей длительности протекания процесса. Это и было осуществлено в проводившихся экспериментах. Подвешенный таким образом плазменный виток обладает определенными достоинствами, так как поле дрейфового тока оказывает дополнительное к высокочастотному полю давление на поверхность плазмы и выравнивает эффекты, связанные с наличием быстро меняющихся полей.

Дрейфовый ток, а вместе с тем и те осложнения, которые с ним связаны, практически можно полностью уничтожить. Это достигается с помощью системы двух встречных бегущих волн с примерно равными амплитудами и равными фазовыми скоростями. Ясно, что эти волны должны быть разных частот и разных пространственных длин, так как из условия $v_{\phi 1} = v_{\phi 2}$ следует, что $\omega_1/\omega_2 = \lambda_2/\lambda_1$. Такая система принципиально обладает всеми свойствами идеальной ловушки, так как в ней не появляется выделенного направления. Система со встречными волнами была построена, и на ней также были проведены соответствующие эксперименты, результаты которых также будут приведены.

Однако создание такой системы связано с дополнительными техническими трудностями. Поэтому, поскольку эксперименты на системе с «подвешенным» витком приводят к достаточно удовлетворительным результатам, мы ей пока отдаем предпочтение. Кроме того, и осуществить ее значительно проще, чем встречные волны. Следующее обстоятельство, связанное с наличием дрейфового тока, — это возможность возникновения неустойчивостей МГД-типа. Известно, что плазменный шнур с продольным током неустойчив по отношению к возмущениям типа $m = 0$ (перетяжки) и $m = 1$ (изгиб шнура и закручивание). В нашем случае такой шнур находится под воздействием продольного высокочастотного поля, для которого условия устойчивости значительно легче выполняются, чем для шнура с током в продольном стационарном поле. Этот вопрос будет рассмотрен ниже в разделе 4 («Динамическая стабилизация»). Здесь же следует отметить, что в условиях проводимых экспериментов при выполнении условий равновесия никаких признаков, по крайней мере макроскопических, неустойчивостей обнаружено не было.

Протекание через плазму дрейфового тока приводит к дополнительному нагреву плазмы, что связано с большим расходом активной мощности.

Действительно, рассеиваемая мощность в единице объема плазмы

$$P = \frac{j_z^2}{\sigma_{эфф}}, \quad \sigma_{эфф} = \frac{\sigma}{1 + (e\tau H_x/mc)},$$

а так как $j_z = -(e\tau/mc)j_y H_x$, то

$$P = \frac{j_y^2}{\sigma} + \frac{j_z^2}{\sigma}. \quad (2.17)$$

Отсюда следует, что $\sigma_{эфф}$ характеризует диссипацию энергии поля высокой частоты в единице объема плазмы плюс ту дополнительную энергию, которая затрачивается на поддержание дрейфового тока и рассеивается при прохождении этого тока через плазму.

Если в системах с постоянными и медленно меняющимися полями получение горячей плазмы, нагрев ее до нужных температур представляет собой серьезную проблему, достаточно эффективного решения которой еще не найдено, то в случае удержания и, как будет показано ниже, стабилизации плазмы полями высокой частоты возникает обратная проблема — проблема «перегрева плазмы».

При выводе уравнения (2.20) предполагалось, что энергия выделяется там же, где протекает ток, т. е. в скин-слое. Это справедливо, если скин-

слой обычный, так как при этом толщина скин-слоя больше длины свободного пробега электрона. В случае аномального скин-эффекта при малых магнитных полях скин-слой меньше длины свободного пробега электрона, но больше его ларморовского радиуса. При этом, хотя электрон набирает энергию от электрического поля в скин-слое, расходует же ее он на столкновение с другими частицами, в основном в толщине плазмы там, где поля практически отсутствуют. Для этого случая, конечно, соотношение (2.20) не справедливо.

В интересном для нас случае ларморовский радиус электрона меньше толщины скин-слоя. Поэтому электрон, набирая энергию в электрическом поле в скин-слое, дрейфует в магнитном поле и остается в области существования достаточно сильных полей до тех пор, пока в результате столкновения с другими частицами не выйдет в область малых полей. Поэтому, с известной осторожностью, здесь мы можем пользоваться выражением (2.20). Тогда для первого члена в этом выражении мы имеем, вводя цилиндрические координаты, что полная мощность, рассеиваемая на единице длины плазмы, будет

$$P = \frac{2\pi}{\sigma} \int_0^a j_{\varphi} r dr = \frac{H_{z0}^2}{8\delta} a \delta_K^2 \omega;$$

здесь мы принимаем, что $H_z = H_{z0} e^{-(a-r)/\delta}$, где δ — аномальная толщина скин-слоя, причем $\delta \ll a$.

Энергия, выделяемая в единице объема плазмы (на единицу длины) за время τ , будет равна

$$W = \frac{H_{z0}^2 a \delta_K^2 \omega \tau}{8\delta}.$$

Тепловая энергия в единице объема $nkT = H_{z0}^2/8\pi$ (здесь всюду H_{z0} — среднеквадратичное, эффективное значение величины напряженности поля). С другой стороны, сравнивая эти величины, мы можем получить соотношение, позволяющее найти время перегрева. Это — время, в течение которого плазма разогревается от действия приложенного ВЧ поля до температуры, при которой газовое давление уравнивает магнитное давление. Это соотношение находится из условия

$$\frac{H_{z0}^2}{8\pi} = \frac{H_{z0}^2}{8\pi} \frac{\omega \delta_K^2 \tau_{\text{пер}}}{a\delta};$$

отсюда

$$\tau_{\text{пер}} = \frac{a\delta}{\omega \delta_K^2} = \frac{2\pi a \sigma \delta}{c^2}. \quad (2.18)$$

Если принять, в соответствии с работой ⁵, что $\delta = kc/\omega_0$, где k — величина порядка нескольких единиц, то

$$\tau_{\text{пер}} = \frac{2\pi a k \sigma}{\omega_0 c} = \frac{5 \cdot 10^{-2} T_{(a\delta)}^{3/2} a k}{\sqrt{n}}. \quad (2.18a)$$

В качестве примера приведем соотношения, которым должно удовлетворять устройство такого рода в режиме термоядерного реактора с положительным энергетическим выходом.

Для того чтобы энергия, выделяющаяся в процессе термоядерного синтеза, для реакции DT превышала энергию, вложенную в плазму, необходимо выполнить известное условие

$$n\tau > 10^{14}, \quad (2.19)$$

где τ — время жизни частицы в плазме (в сек), n — плотность плазмы (см^{-3}). При этом температура ионов плазмы должна составлять $T = 10$ кэв.

Будем считать, что время жизни равно времени перегрева; тогда из (2.18а) получается, что (здесь взято $k = 3$)

$$\pi a^2 n = N = 3 \cdot 10^{18} \text{ частиц/см, при этом } \tau_{\text{пер}} \approx 1 \text{ сек.}$$

Если принять $a = 100$ см, то $H_{z0} = 10^4$ э. Эти цифры, которые сегодня кажутся столь трудно достижимыми. уже в ближайшие годы могут оказаться вполне реальными.

Однако здесь-то и проявляются принципиальные трудности, о которых упоминалось выше.

Условие (2.19) выведено в предположении, что вся затрачиваемая энергия расходуется на нагревание плазмы, что потери энергии во всех питающих электротехнических устройствах пренебрежимо малы. Этому требованию практически можно удовлетворить, когда токи в проводниках, питающих систему, изменяются достаточно медленно. Для высокочастотных устройств в системе питания, из-за сильно выраженного скин-эффекта в проводниках, потери энергии не могут быть сведены к достаточно малой величине.

Потери энергии в контуре определяются соотношением

$$P_f = \frac{\omega \tau}{Q} \int_{V_f} \frac{H^2}{16\pi} dV,$$

интегрирование производится по всему объему V_f , который заполняет высокочастотное поле; здесь Q — «добротность» радиотехнического устройства, H — максимальное значение напряженности магнитного поля. Тепловая энергия, запасенная в плазме,

$$P_p = \int_{V_p} nkT dV,$$

где интегрирование ведется по объему, занятому плазмой V_p .

Так как из условия баланса давлений: $H_0^2/16\pi = nkT$ (где H_0 — напряженность поля на поверхности плазмы, а nkT берется у оси плазмы, где давление максимальное), из этих двух выражений находим условие, при котором потери в питающем контуре меньше тепловой энергии в плазме и которое сводится к

$$Q > \omega \tau K_{\phi} \frac{V_f}{V_p}; \quad (2.20)$$

здесь K_{ϕ} — «коэффициент формы», характеризующий закон изменения магнитного давления с расстоянием от поверхности плазмы к периферии. Если поле возрастает к периферии, K_{ϕ} больше единицы и растет по мере увеличения крутизны поля.

Если K_{ϕ} не слишком велико, а объем поля и плазмы обычно одного порядка, то с достаточной для наших целей точностью можно условие (2.20) записать в виде

$$Q > \omega \tau.$$

Из условия (1.1) $\omega \approx 10^8$, принимая, что $\tau \approx 1$ сек, получаем, что $Q > 10^8$, между тем как в этом диапазоне частот в соответствующих радиотехнических устройствах Q составляет $\sim 150-200$.

Увеличение частоты приводит к еще худшим условиям, так как добротность растет с частотой только как $\sqrt{\omega}$.

В современных системах с постоянными и квазипостоянными полями, на которых проводятся исследования по проблеме управляемого синтеза, все больше используются сверхпроводящие обмотки. В настоящее время оказывается возможным построение сверхпроводников, у которых сверхпроводимость не нарушается даже в достаточно сильном магнитном поле (с напряженностью в несколько десятков килоэрстед). Однако это сверхпроводники второго рода, которые сохраняют свои свойства только для стационарных токов. Характерные времена изменения токов при этом не могут быть меньше порядка секунд. Естественно, что такие сверхпроводники не могут быть использованы в высокочастотных устройствах. Поэтому высокочастотные контуры с необходимой для наших целей добротностью пока построены быть не могут. Однако здесь имеются определенные условия для умеренного оптимизма. Известно, что несколько лет назад впервые Литтлом были высказаны идеи о возможности создания сверхпроводников с очень высокой критической температурой. Можно надеяться, что решение, свободное от недостатков, присущих сверхпроводникам второго рода, может быть найдено в течение некоторого обозримого промежутка времени. Методы удержания и стабилизации плазмы с использованием полей высокой частоты в проблеме термоядерного синтеза приобретут необходимую техническую основу, только если тем или иным способом могут быть построены контуры с необходимой добротностью, сохраняющейся при полях в десятки килоэрстед. До этого такое направление в применении к проблеме термоядерного синтеза не может выйти за пределы чисто физических исследований. Тем не менее исследования по взаимодействию сильных ВЧ полей с плазмой сами по себе чрезвычайно интересны и могут оказаться полезными в других областях физики.

Такие исследования, по нашему мнению, необходимо продолжать и развивать в самых различных направлениях с тем, чтобы подготовить научно-физические основы будущего технического решения, как только оно появится.

После этого небольшого экскурса в футурологию вернемся к реальной действительности и попытаемся сравнить имеющиеся результаты с соотношениями, полученными выше. В исследованиях на установке «Волна» типичные измеренные значения соответствующих величин составляли $\delta = 0,5$ см, $T_e = 25$ эв, $a = 4$ см. Тогда из (2.18)

$$\tau_{\text{пер}} = \frac{2\pi a \delta \sigma}{c^2} \approx 25 \cdot 10^{-8} \text{ сек},$$

а так как согласно (2.17) потери из-за дрейфового тока составляют примерно такую же величину, то истинное время перегрева следует уменьшить вдвое и тогда $\tau \approx 12$ мксек, что достаточно близко совпадает с наблюдаемым значением.

Поэтому для объяснения явлений, наблюдавшихся в экспериментах, которые были проделаны до настоящего времени, нет необходимости во введении в рассмотрение дополнительных механизмов диссипации энергии в плазме. Пока что наблюдающаяся картина полностью укладывается в рамки классических представлений о столкновительном механизме нагрева. При этом, конечно, не следует забывать, что в приведенных выше вычислениях толщина скин-слоя была взята из эксперимента и не является обычной.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СИСТЕМЫ «БЕГУЩАЯ ВОЛНА»

Такие исследования проводились на нескольких установках. Наиболее полные и надежные результаты были получены на установках «Дельта-2» и «Волна». Эти результаты опубликованы в работах ^{10, 12-21}.

Прежде всего следует указать, что создание радиотехнического устройства — питающего генератора и согласование его со столь необычной нагрузкой — сопровождалось значительными трудностями. В процессе разработки таких устройств необходимо было решить ряд специфических задач: сохранение относительного постоянства токов, создающих высокочастотное магнитное поле в условиях сильного изменения проводимости плазмы; возбуждение ВЧ колебаний с частотой, достаточно точно следящей за изменяющейся собственной частотой контура, нагруженного плазмой; возбуждение в обмотке бегущего магнитного поля и стабилизация направления распространения бегущей волны; построение ВЧ установок с активной мощностью в несколько десятков мегаватт при длительности импульса порядка миллисекунды и сложение мощностей многих совместно работающих ламповых генераторов. Здесь не место сколько-нибудь подробно излагать чисто радиотехнические проблемы и их решения, во многом оригинальные, в которых проявилось искусство инженеров, во главе с И. Х. Невяжским, разработавших такое устройство. Все же полагаю, что по этому вопросу следует высказать некоторые замечания.

Наибольшая мощность в импульсе, которую можно было получить от одной лампы, ≈ 5 Мет. Требующаяся активная мощность

$$P = \frac{\dot{H}^2}{16\pi} \frac{\omega V}{Q}$$

где V — рабочий объем. Исследования проводились на тороидальной камере, сначала кварцевой, а затем керамической с $R = 40$ см и $r = 5$ см, где r — радиус токонесущей обмотки, который определяет объем поля. Тогда $V = 2\pi^2 R r^3 = 2 \cdot 10^4$ см³, а $\omega \approx 10^7$. Значение амплитуды поля, при которой можно проводить исследования, представляющие принципиальный физический интерес, $H \approx 10^3$ э; тогда

$$P = \frac{10^6 \cdot 10^7 \cdot 2 \cdot 10^4}{50Q} \cdot 10^{-7} = \frac{400}{Q} \text{ Мет.}$$

Учитывая к. п. д. системы $\approx 0,3$ и принимая значение добротности $Q = 20$, что близко к наблюдаемому значению, получаем, что требуемая активная мощность лампового генератора должна составлять ≈ 60 Мет. Поэтому ламповый генератор состоял из 12 ламп по 5 Мет в каждой. Вопрос о сложении мощностей ламп с целью получения бегущей волны был решен использованием трехфазной системы со сдвигом фаз 120° . Установка работает по схеме связанных контуров при расстроенном вторичном контуре на холостом ходу с тем, чтобы условия, близкие к резонансу, возникали при нагруженном контуре, когда имеется плазма. Ламповые генераторы работают в режиме самовозбуждения, что, однако, значительно уменьшает к. п. д. системы из-за больших сеточных токов, но зато делает систему гибкой и малочувствительной к изменению параметров схемы. Таким образом, бегущее поле создается в искусственной линии LC . Спираль, представляющая индуктивность этой линии, замкнута в кольцо и образует тор, внутри которого помещается разрядная камера. Между каждым вторым витком спирали и общей заземляющей шиной подключается емкость. Размеры камеры указаны выше. Число витков 180, шаг спирали ~ 12 мм. В искусственной линии использовались керамические конденсаторы, каждый на 470 пф. Полная емкость

системы составляла $0,367 \text{ мкф}$. Из спектра резонансных частот системы выбиралась, в качестве рабочей, частота $f = 2,5 \cdot 10^6 \text{ гц}$, при которой по периметру тора укладывалось 12 волн. Таким образом, пространственная длина волны составляла $\lambda = 18 \text{ см}$. Естественно, что эту длину волны, а с ней и рабочую частоту, можно было изменять в широких пределах. В последующих измерениях число волн менялось от 4 до 16. Описанные здесь эксперименты относятся к системе из 12 волн. При этом поле вблизи поверхности плазмы достаточно круто возрастает к периферии, что улучшает условия устойчивости плазмы. Искажения поля из-за тороидальности системы и конечного шага между витками достаточно малы. Длительность высокочастотного импульса можно было довести до 500 мксек .

Для того чтобы иметь возможность проводить исследования при достаточно низком начальном давлении газа в камере меньше 10^{-3} тор , применялся дополнительный генератор предварительной ионизации мощностью $\sim 100 \text{ вт}$, работающей на частоте $13 \cdot 10^6 \text{ гц}$. Импульс от этого генератора предшествовал основному рабочему импульсу.

Первый цикл измерений сводился к изучению распределения магнитных полей — приложенного высокочастотного поля и постоянной составляющей поля дрейфового тока с помощью миниатюрных магнитных зондов. Диаметр такого зонда не превышал $1\text{--}2 \text{ мм}$, так что он был существенно меньше основных характерных размеров. Магнитные зонды помещались в кварцевых трубочках с внешним диаметром $3\text{--}4 \text{ мм}$, расположенных поперек разрядной камеры в горизонтальном и вертикальном направлениях. Зонды могли перемещаться по этим трубочкам так, что можно было найти значения полей во всех интересных точках.

Картина распределения высокочастотного и квазистационарного полей в плазме дает возможность выяснить характер взаимодействия поля с плазмой в зависимости от начального давления газа и амплитуды приложенного магнитного поля. Приведены характерные кривые распределения по сечению разрядной камеры высокочастотного поля в плазме (z -компонента) в различных режимах и соответствующие им осциллограммы изменения во времени амплитуды ВЧ поля и дрейфового тока, возникающего от действия бегущей волны.

По виду распределения ВЧ поля, в зависимости от указанных параметров, можно различить три характерных режима. Первый (рис. 2, а) — начальное давление газа $10^{-2} < p_0 < 0,1 \text{ тор}$. При амплитудном значении приложенного поля до 500 э наблюдается монотонный спад поля от периферии к центру разрядной камеры. Здесь виден явно выраженный скин-слой. Толщина скин-слоя несколько изменяется в зависимости от величины поля; с ростом поля она уменьшается. Явной зависимости от времени, начиная с некоторого момента, не наблюдается. Уже в этом сравнительно слабом режиме толщина скин-слоя оказывается в несколько раз больше обычной. У стенок камеры, где поле максимальное, эффективная проводимость мала, в то время как внутри плазмы, где поля практически нет, температура электронов, измеренная двойным зондом, составляет $10\text{--}12 \text{ эв}$. На рис. 2, б приведены для этих условий осциллограммы дрейфового тока, а на рис. 2, в — типичная осциллограмма огибающей ВЧ поля.

При понижении начального давления до $\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ тор}$ распределение ВЧ поля существенно изменяется. Наблюдается довольно явно выраженная зависимость от времени. На рис. 3, а приведена функция распределения в различные моменты времени для максимального поля 600 э . Видно, что со временем имеет место частичный отрыв плазмы от внутренней стенки камеры. При этом толщина скин-слоя уменьшается. Дрейфовый ток сильно возрастает (рис. 3, б).

На осциллограммах $\tilde{H}_z$ видны слабые колебания. Дальнейшее понижение начального давления приводит к совершенно явно выраженному эффекту отрыва от внутренней стенки (рис. 4, а). Кривые этого рисунка

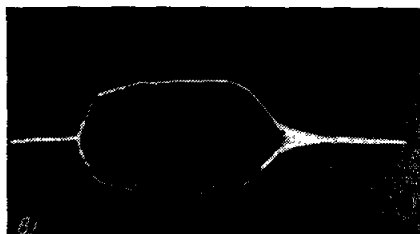
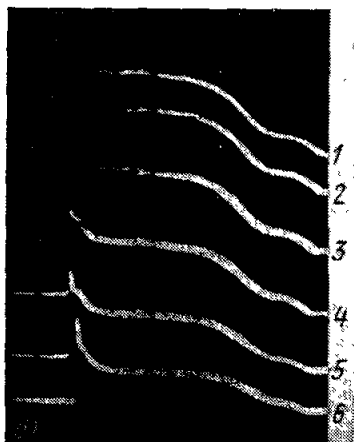
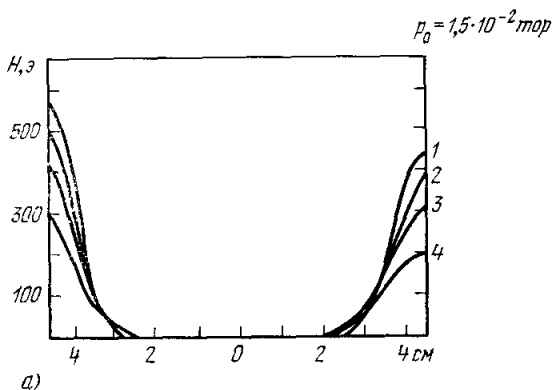


Рис. 2. а) Распределение амплитуды ВЧ поля $\tilde{H}_z$ по сечению разрядной камеры в фиксированный момент времени при различных напряжениях на анодах генераторных ламп U_a (отсчет ведется от оси сечения камеры; начальное давление $p_0 = 1,5 \cdot 10^{-2}$ тор, U_a (кв) = 26 (1), 22 (2), 18 (3), и 14 (4)); б) осциллограммы дрейфового тока при различных U_a также при $p_0 = 1,5 \cdot 10^{-2}$ тор (U_a (кв) = 26 (1), 22 (2), 20 (3), 18 (4), 16 (5) и 14 (6)); в) типичная осциллограмма огибающей ВЧ поля у стенки разрядной камеры при относительно высоком давлении — $10^{-2} < p < 0,1$ тор (длительность импульса 500 мксек).

построены для некоторого фиксированного момента времени где-то в середине приложенного импульса. На осциллограммах огибающей ВЧ импульса и дрейфового тока (рис. 4, б) видны резкие колебания с большой амплитудой, которые на первый взгляд можно принять за проявление неустойчивости. Более внимательное рассмотрение показывает, что это не есть неустойчивость, а колебания связаны с потерей равновесия из-за того, что в таком режиме резко возрастает дрейфовый ток. Выше указывалось, что электродинмическая сила расталкивания плазменного витка с током, при достаточно большой величине этого тока, не может быть скомпенсирована действием спадающего от периферии к центру давления ВЧ поля, и такая система теряет равновесие.

Плазма, интенсивно взаимодействуя со стенками, охлаждается — дрейфовый ток падает, равновесие восстанавливается — плазма отодвигается от стенок, нагревается, дрейфовый ток растет, равновесие нарушается, и т. д. Поэтому возникает необходимость либо скомпенсировать

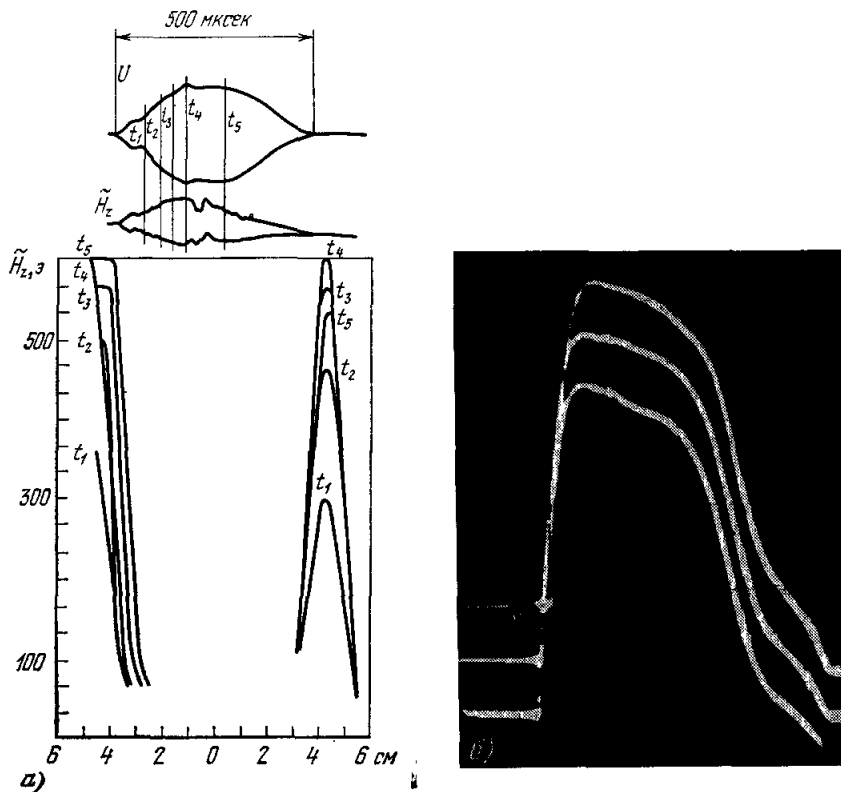


Рис. 3. а) Распределение амплитуды ВЧ поля $\tilde{H}_z$ по сечению разрядной камеры в различные моменты времени при начальном давлении $p_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ и анодном напряжении $U_a = 26$ кВ (сверху на рисунке приведены осциллограммы огибающей напряжения на контуре и ВЧ поля у стенки камеры; здесь же показаны масштаб времени и моменты, соответствующие кривым распределения); б) осциллограммы дрейфового тока при анодном напряжении $U_a = 26$ кВ для верхней осциллограммы, 22 кВ для средней и 20 кВ для нижней (масштаб тот же, что и на рис. 2, б; максимальная величина дрейфового тока $I = 3$ кА).

действие электродинамического расталкивания витка силой взаимодействия дрейфового тока с поперечным магнитным полем, либо уничтожить дрейфовый ток, используя две встречные бегущие волны.

Оба эти варианта исследовались на установке «Волна», которая явилась естественным продолжением экспериментов, проводившихся на установке «Дельта-2».

Как по конструкции самой установки, так и по питающему радиотехническому устройству «Волна» во многом повторяет установку «Дельта-2». Существенно здесь то, что генератор «Волны» был разделен на две группы трехфазных генераторов и контур был изменен так, чтобы иметь возможность осуществить режимы:

1) Отдельная работа каждого из генераторов в диапазоне частот для одной группы ламп на частотах $0,9 \cdot 10^6$ гц или $1,6 \cdot 10^6$ гц и другой группы на частотах $2,8 \cdot 10^6$ и $3,8 \cdot 10^6$ гц.

Указанным частотам соответствуют числа пространственных волн, на которые разделена обмотка. Эти числа соответственно 4, 8, 12 и 16 волн.

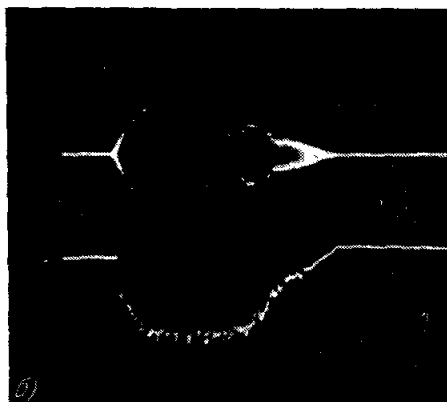
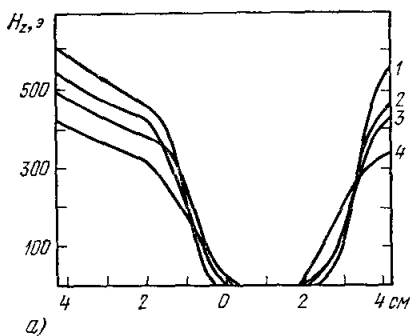


Рис. 4. а) Распределение амплитуды ВЧ поля $\tilde{H}_z$ по сечению разрядной камеры в фиксированный момент времени при U_a (кв) = 22 (1), 20 (2), 18 (3) и 16 (4) (начальное давление $p_0 = 8 \cdot 10^{-4}$ тор); б) осциллограммы огибающей ВЧ поля у стенки разрядной камеры (верхняя) и дрейфового тока (нижняя) при $p_0 = 8 \cdot 10^{-4}$ тор и $U_a = 22$ кв.

2) Совместная работа обоих генераторов на разных частотах, указанных выше, со сдвигом во времени включения импульса от одного генератора по отношению к другому, или одновременное включение их, для осуществления двух встречных бегущих волн.

3) Объединение обоих генераторов в одну шестифазную или трехфазную систему на одной из указанных частот, для того чтобы получить максимальную возможную мощность.

При работе с одной бегущей волной, для того чтобы скомпенсировать силу электродинамического расталкивания плазменного витка от действия дрейфового тока, в установке «Волна» использовалось поперечное магнитное поле. Для создания этого поля на внешнем периметре тороидальной разрядной системы располагались кольцевые витки (два или четыре), питание которых осуществлялось от модулятора, питающего ламповый генератор.

На рис. 5 приведены измеренные и расчетные значения распределения амплитуды продольной составляющей ВЧ поля для чисел волн, указанных выше.

Видно, что с увеличением числа волн, как это и должно быть, поле растет по мере приближения к стенке более круто, что, конечно, улучшает условия устойчивости. Однако при этом растет и тороидальная неодно-

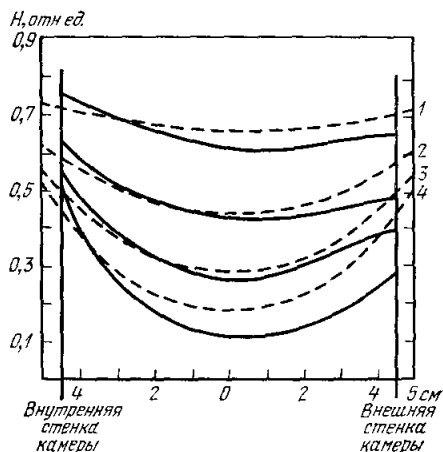


Рис. 5. Распределения амплитуды высокочастотного поля в сечении рабочей камеры для различных частот (без плазмы).

1 — волна № 4, $f = 0,9$ Мгц; 2 — волна № 8, $f = 1,6$ Мгц; 3 — волна № 12, $f = 2,6$ Мгц; 4 — волна № 16, $f = 3,6$ Мгц. Штриховые кривые — теоретический расчет, сплошные — измерения в реальной системе (в отн. единицах для одинаковых значений тока в возбуждающей обмотке).

родность и становится все более опасным эффект выталкивания плазмы в направлении к внешней стенке. Этот эффект компенсировался взаимодействием дрейфового тока с поперечным полем. Известно, что при этом (см. ¹¹) равновесие является устойчивым для плазменного витка как целого в горизонтальной плоскости. Но для того чтобы виток сохранил устойчивость и в вертикальной плоскости, необходимо удовлетворить очень жестким условиям для конфигурации поперечного поля. В нашем случае наличие высокочастотного поля, симметричного в вертикальной плоскости с явно выраженной «ямой», обеспечивает устойчивость и в этом направлении.

Такой метод управления положением равновесия плазменного витка несколько противоречит исходной идее, так как здесь появляется выделенное направление, т. е. это уже не является идеальной ловушкой в смысле, указанном выше.

Тем не менее полученные результаты показывают, что в этом случае не только достигается равновесие, но что такой виток устойчив, во всяком случае по отношению к неустойчивостям МГД-типа.

На рис. 6 приведены осциллограммы распределения ВЧ поля, снятые зондом, движущимся в горизонтальном направлении по сечению разрядной камеры, в фиксированный момент времени. Видно, что в зависимости от соотношения между величиной дрейфового тока и напряженностью поперечного поля можно управлять положением плазменного витка так, чтобы он был оторван со всех сторон от стенок сосуда.

На верхней осциллограмме слева приведено распределение поля без компенсации. Ток в витках, создающих поперечное поле, $I = 0$. На средней при $I = 500$ а виден «отрыв» от обеих стенок. Это оптимальный режим. На нижней, режим «перекомпенсации», — плазма прижимается к внутренней стенке камеры. При этом ток $I = 1000$ а. Справа на рисунке приведены осциллограммы дрейфового тока J_z , ВЧ поля $\tilde{H}$ и тока, создающего управляющее поле, развернутые во времени.

Кривые справа соответствуют режиму компенсации, т. е. току $I = 500$ а — средней картинке слева.

Осциллограммы $\tilde{H}$ справа соответствуют трем положениям зонда, указанным на рисунке. Из этих осциллограмм ясно виден промежуток времени, в течение которого зонд практически не фиксирует наличия поля в зоне, достаточно удаленной от внешней стенки и тем более от внутренней. Это время мы и считаем временем «отрыва».

Такое положение «отрыва» существует на протяжении 20—25 мксек, после чего плазма расширяется и достигает стенок сосуда. При работе на 4-й волне (четыре пространственные волны, расположенные по периферии тора) удалось довести амплитуду ВЧ поля до ~ 1000 э. При этом температура электронов, измеренная двойным зондом, достигала 60—70 эв.

Осциллограммы рис. 6 относятся именно к этому режиму. Как указывалось выше, время существования сформированного шнура при этом ограничивается временем «перегрева», которое составляет величину, близкую к наблюдаемой. В таком режиме наблюдается повышение добротности контура примерно вдвое по сравнению с измерениями в других режимах. Для дальнейшего увеличения температуры плазмы и времени ее существования в режиме «отрыва» необходимо соответствующее увеличение мощности питающего генератора.

Что же касается устойчивости такого подвешенного витка, то этот вопрос будет рассмотрен ниже в разделе 4 («Динамическая стабилизация»). В этом эксперименте никаких признаков неустойчивости, никаких колебаний, во всяком случае в мегагерцовом диапазоне и ниже, обнаружено не было.

Из этого можно сделать вывод, что «подвешенный» виток в бегущей волне — это система, имеющая определенные перспективы, и исследования в этом направлении желательно продолжать при более высоких параметрах питающего устройства.

Вариант с двумя встречными волнами позволяет снизить величину дрейфового тока, и здесь эффекты «выделенного» направления могут быть

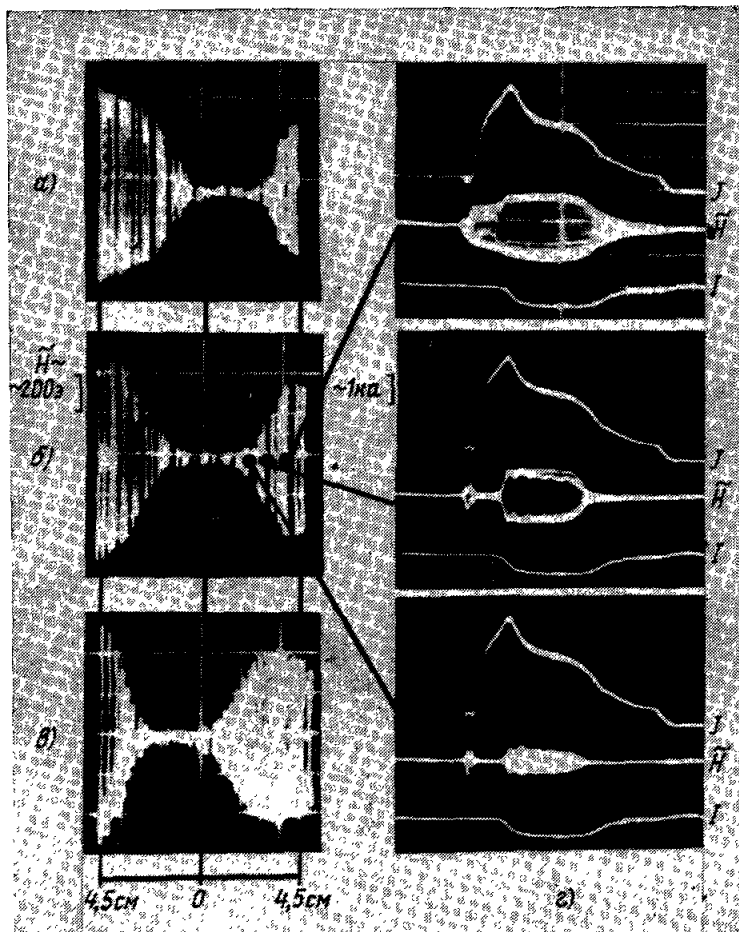


Рис. 6. Осциллограммы распределения ВЧ поля.

а) Без компенсации, $I = 0$, плазма прижата к внешней стенке; б) режим оптимальной компенсации, $I = 500$ а; в) режим перекомпенсации, $I = 1000$ а, плазма прижата к внутренней стенке; г) осциллограммы дрейфового тока J , ВЧ поля $\tilde{H}$ и компенсирующего тока I , соответствующие режиму оптимальной компенсации (осциллограммы б)). Осциллограммы ВЧ поля $\tilde{H}$ сняты для трех положений зондов, как это показано на рисунке. Масштабы токов, полей и времени приведены на рисунке ($p_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ тор, 100 мксек/см).

сведены до минимума. Дело, конечно, не в том, какой вариант ближе к идеальной ловушке, а в том, каким способом мы можем, при заданном генераторе, получить плазму с наиболее высокими параметрами — температурой и плотностью при выполнении условий равновесия и устойчивости.

В этом смысле на установке «Волна» в системе с «подвешенным» витком удалось получить более высокие параметры. Однако не исключено, что

в будущем, когда не будут накладываться столь сильные ограничения на мощность генератора, могут быть использованы определенные преимущества, которыми обладает система со встречными волнами.

На рис. 7 приведены осциллограммы огибающей ВЧ пакета и дрейфового тока, которые достаточно наглядно указывают на то, что колебания, связанные с потерей равновесия из-за наличия дрейфового тока, при работе на одной волне (рис. 7, а и б) снимаются при компенсации этого тока двумя встречными волнами (рис. 7, в). При этом на осциллограммах и на огибающих ВЧ поля каждой из волн видно, что система переходит в спокойный безколебательный режим — система устойчива (см. рис. 7, г).

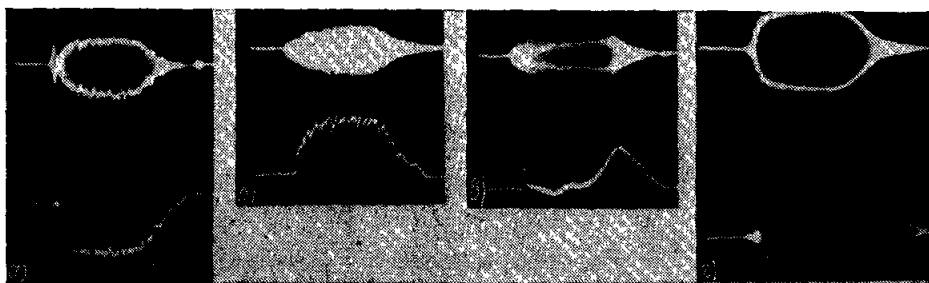


Рис. 7. Осциллограммы огибающей ВЧ поля сверху и дрейфового тока внизу при работе на установке «Волна» с начальным давлением $p_0 = 3 \cdot 10^{-4}$ тор.

а) Работа на одной волне; здесь используется восьмая волна (8 волн по периметру тора). $\tilde{H} = 400$ а, при этом максимальное значение дрейфового тока $J = 4$ ка, частота $1,8 \cdot 10^6$ гц; б) то же для двенадцатой волны, направленной в противоположную сторону; величины полей и токов примерно такие же; частота $2,8 \cdot 10^6$ гц; в) сверху — огибающая ВЧ поля при работе с двумя встречными волнами — восьмой и двенадцатой, — движущимися в противоположных направлениях; внизу — осциллограмма дрейфового тока при работе с двумя встречными волнами; г) осциллограммы огибающих ВЧ полей, снятые с зондов, расположенных в скин-слое для $2,8 \cdot 10^6$ гц (сверху) и $1,8 \cdot 10^6$ гц (снизу); осциллограммы сняты через фильтры, соответствующие данным частотам.

Видно так же, что величина ВЧ поля при этом значительно возрастает (почти вдвое), что указывает на возрастание добротности плазмы, т. е. уменьшение активных потерь. Видно, что такой режим реально осуществим и может быть использован.

Таким образом, здесь достигнута основная цель — получена горячая плазма, полностью оторванная от стенок камеры, причем выполняются условия термозащиты плазмы.

Длительность существования такого режима «отрыва» однозначно определяется временем перегрева. Имеются основания полагать, что с ростом мощности питающего устройства это время будет расти.

Выше указывалось, что до сих пор не существует сколько-нибудь надежной теории проникновения ВЧ поля в плазму в условиях, приближающихся к тем, которые имеют место в устройствах типа «бегущая волна».

Для построения такой теории очень важно знать, как изменяется фаза ВЧ поля по мере проникновения в глубь плазмы. С этой целью были проделаны измерения фазы; сигнал с катушки магнитного зонда по одному каналу подавался через полосовой фильтр на пластины осциллографа, а по другому — на измеритель фазового сдвига. Этот измеритель вырабатывал импульсный сигнал с амплитудой, пропорциональной сдвигу фаз между сигналом зонда и опорным сигналом от неподвижной петли, расположенной вблизи контура.

На рис. 8 приведены кривые, показывающие сдвиг фаз для соответствующего распределения ВЧ поля для момента времени примерно в середине импульса.

Такие измерения проводились для всего диапазона значений соответствующих параметров, и всюду сдвиг фаз на толщине скин-слоя составляет от $\pi/2$ до π , что значительно превышает обычный сдвиг и совершенно не укладывается в соответствующие теории для аномального.

На этом мы закончим рассмотрение результатов экспериментальных исследований систем такого типа. Надеемся, что изложенный материал дает достаточно четкое представление о трудностях и перспективах такого направления и что, возможно, он может послужить стимулом для размышлений в поисках других, более совершенных вариантов систем с удержанием плазмы ВЧ полями.

4. ДИНАМИЧЕСКАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ: ОСНОВЫ ТЕОРИИ

Как указывалось выше, этот термин был введен, когда появились первые идеи о стабилизации плазмы полями высокой частоты. При этом удержание плазмы, т. е. осуществление условий равновесия газового и магнитного давлений, возлагается на постоянные или сравнительно медленно меняющиеся магнитные поля. Поля высокой частоты используются только для подавления неустойчивостей МГД-типа. Здесь также рассмотрение ограничивается системами с волнами мегагерцевого диапазона, электромагнитные поля которых можно считать квазистационарными.

Первые предложения применения динамической стабилизации относились к стабилизации моды с $m = 1$ (изгиб и закручивание Z-пинча мультипольными полями высокой частоты ²² и желобковой неустойчивости в адиабатической ловушке продольным ВЧ полем ²³).

Основную идею первого метода стабилизации поясним на примере пинча. Имеется Z-пинч и мультиполь с направлениями токов, как показано на рис. 9. При таких направлениях токов пинч как целое будет устойчивым при его движении относительно горизонтальной оси и неустойчивым по вертикальной. Если по истечении некоторого достаточно малого промежутка времени токи в мультиполях или в пинче изменят знак, пинч будет устойчивым по вертикальной оси и неустойчивым — по горизонтальной.

Рис. 9. Принципиальная схема метода динамической стабилизации.

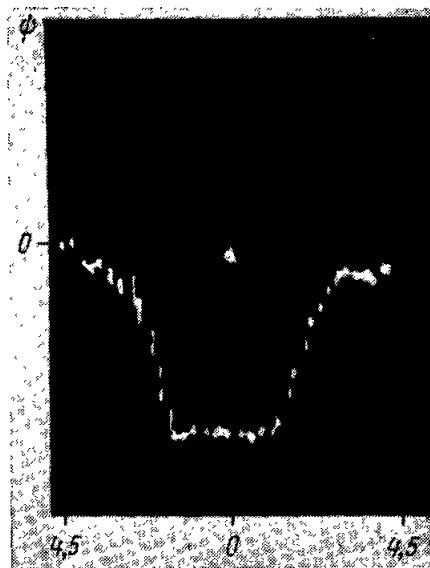
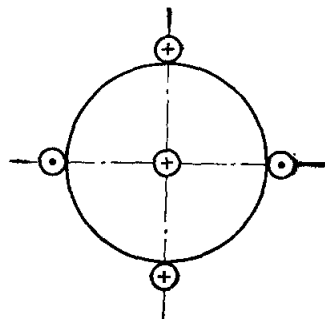


Рис. 8. Измерение сдвига фаз ВЧ поля по мере проникновения в глубь плазмы. Сдвиг отсчитывается относительно фазы у стенки разрядной камеры. Масштаб 1 см — 60°. Максимальный сдвиг фаз для этого режима ~140°.

Таким образом, при протекании переменных токов непрерывно происходит смена направлений, благоприятных для развития неустойчивости на неблагоприятные. Если частота этих изменений достаточно велика, то оказывается, что «в среднем» пинч сохраняет устойчивость по отношению к деформации

изгиба, начиная с некоторой длины волны. Чем больше длина волны изгиба пинча, тем легче при этом методе удовлетворить условиям устойчивости. Как известно, при стабилизации пинча продольным магнитным полем, наоборот, чем больше длина волны изгиба, тем труднее удовлетворить условиям устойчивости.

Центральная идея всех известных до настоящего времени предложений по динамической стабилизации плазмы состоит в том, что пространственная конфигурация магнитного поля изменяется во времени настолько быстро, что успевает воспрепятствовать развитию неустойчивости в некотором определенном направлении. В каждый данный момент существуют направления, в которых система неустойчива. Однако можно найти определенные условия, при которых система сохраняет устойчивость от действия динамических стабилизирующих полей, причем значительно меньших, чем те, которые необходимы для поддержания устойчивости в стационарных условиях.

Прежде чем перейти к теоретическому обоснованию методов динамической стабилизации, в целях последовательности изложения кратко остановимся на основных положениях теории стабилизации стационарного Z-пинча продольным, стационарным магнитным полем.

Для этой цели воспользуемся уравнением, полученным в работе ²⁴, описывающим малые радиальные отклонения плазменного шнура относительно положения равновесия:

$$\frac{d^2 \xi_r}{dt^2} = A \xi_r; \quad (4.1)$$

здесь

$$A = \frac{1}{4\pi a^2 \rho} \left[H_\Phi^2 + \frac{(\kappa a H_{ze} \pm m H_\Phi)^2 K_m(\kappa a)}{\kappa a (dK_m(\kappa r)/d\kappa r)_{r=a}} - \frac{\kappa a H_{zi}^2 I_m(\kappa a)}{(dI_m(\kappa r)/d\kappa r)_{r=a}} \right]. \quad (4.1a)$$

Принятые обозначения: a — радиус плазменного шнура (сечение плазменного шнура считаем постоянным (круглым) независимо от метода стабилизации), ρ — плотность плазмы, $\kappa = 2\pi/l$ — волновое число, характеризующее деформацию изгиба по оси z с длиной волны l , H_Φ — напряженность магнитного поля тока пинча на невозмущенной границе плазменного шнура, H_{ze} — продольное магнитное поле вне плазменного шнура, H_{zi} — тоже, но внутри плазмы. При анализе возмущений принималось, что плазма идеально проводящая. ξ_r — возмущение границы плазмы, причем возмущение взято в виде $\xi_r = \xi(t) e^{im\varphi + i\kappa z}$, где m — мода неустойчивости по азимуту φ . $I_m(\kappa r)$ и $K_m(\kappa r)$ — функции Бесселя порядка m соответственно первого и второго рода от мнимого аргумента.

Условие устойчивости для системы, описываемой этим уравнением, сводится к известному критерию ²⁴, который для неустойчивостей с наиболее опасными модами с $m = 0$ (перетяжки) и $m = 1$ (изгиб и завивание шнура) соответственно сводится для $m = 0$ к

$$H_\Phi < \sqrt{\kappa a \left[\frac{H_{ze}^2 K_0(\kappa a)}{K_1(\kappa a)} + \frac{H_{zi}^2 I_0(\kappa a)}{I_1(\kappa a)} \right]} \quad (4.2)$$

и для $m = 1$ к

$$H_\Phi < \frac{K_1(\kappa a)}{K_0(\kappa a)} \times \\ \times \left[H_{ze} \pm \sqrt{H_{ze}^2 + \left\{ H_{ze}^2 + \frac{I_1(\kappa a)}{K_1(\kappa a)} \frac{K_0(\kappa a)}{I_0(\kappa a)} + \frac{[K_1(\kappa a)/\kappa a]}{[I_1(\kappa a)/\kappa a]} H_{zi}^2 \right\} \frac{\kappa a K_0(\kappa a)}{K_1(\kappa a)}} \right]. \quad (4.3)$$

Удовлетворить этому условию тем труднее, чем больше длина волны, т. е. чем меньше κa . В пределе при $\kappa a \ll 1$ это неравенство (для наиболее

неблагоприятного случая, когда в (4.3) перед корнем знак «—» сводится к

$$\frac{H_{ze}}{H_\Phi} > \frac{2}{\kappa a \sqrt{1 + (H_{zi}^2/H_{ze}^2)}} \quad (4.4)$$

что при малых κa приводит к слишком большой величине продольного поля, что может привести к принципиальным трудностям, не говоря о технических.

К примеру, как известно, в больших магнитных полях существенный вклад в баланс энергии могут давать потери на магнитное излучение электронов.

Возникает вопрос о снижении тем или иным способом величины стабилизирующего поля. Одна из таких возможностей — использование магнитных полей высокой частоты. Здесь может быть несколько вариантов, каждый из которых следует рассмотреть отдельно. Будем придерживаться исторической последовательности и первыми рассмотрим метод стабилизации, схема которого приведена на рис. 9.

Z-пинч со стационарным током J стабилизируется высокочастотными полями токов мультipoля, расположенного на периферии разрядной камеры. Сила, действующая на единицу длины пинча, от взаимодействия тока пинча с ф-й составляющей ВЧ поля $\tilde{H} \cos \omega t$, в направлении по r , будет $(J\tilde{H} \cos \omega t)/c$ или, выражая ток через поле этого тока H_Φ , на границе пинча $(aH_\Phi\tilde{H} \cos \omega t)/2$. При отклонении пинча относительно положения равновесия в радиальном направлении на малую величину ξ_r будет действовать восстанавливающая сила $(a/2) \cos \omega t [H_\Phi (\partial\tilde{H}/\partial r)_a + + H(\partial H_\Phi/\partial r)_a] \xi_r$. Второй член в этом выражении много меньше первого, так как ВЧ поле круто падает от периферии к центру, и относительно малó у границы пинча. Поэтому здесь мы им пренебрежем. Конечно, не представляет большого труда учесть влияние этого члена, но чтобы не загροмождать настоящий обзор относительно второстепенными вычислениями, мы его отбросим. Введем оставшееся выражение в уравнение (4.1) (так как рассматриваемый метод применим в основном для стабилизации возмущения типа изгиба, будем исследовать уравнение (4.1) для случая $m = 1$). Тогда оно приводится к уравнению типа Матье вида

$$\frac{d^2\xi_r}{dt^2} = \left[A + \frac{H_\Phi (\partial\tilde{H}/\partial r)_a \cos \omega t}{2\pi a r} \right] \xi_r. \quad (4.5)$$

Если постоянная составляющая в правой части больше нуля, то это есть уравнение перевернутого маятника на вибрирующем подвесе. Конечно только этот случай нас и может интересовать, так как противоположный означает, что выполняется критерий (4.3), т. е. система стабилизирована постоянными полями и вводить высокочастотные пезачем.

Критерии устойчивости для перевернутого маятника впервые были получены П. Л. Каплицей²⁵ (см. также²⁶) и Джеффризом²⁷. Результаты их вычислений полностью совпадают и условия устойчивости для уравнения (4.5) сводятся к

$$\omega^4 > \left[\frac{H_\Phi (\partial\tilde{H}/\partial r)_a}{2\pi a r} \right]^2 > 2\omega^2 A. \quad (4.6)$$

Из этих двух неравенств находим условие на стабилизирующее поле

$$\left(\frac{\partial\tilde{H}}{\partial r} \right)_a > \frac{4\pi a r A}{H_\Phi} \quad (4.6a)$$

и на частоту

$$\omega > \sqrt{2A}. \quad (4.6b)$$

Если стабилизация осуществляется только ВЧ полем мультиполя и продольных стационарных полей нет, то для $m = 1$ условие (4.6а) принимает вид

$$\left(\frac{\partial \tilde{H}}{\partial r}\right)_a > \frac{H_\Phi}{a} \frac{K_0(\kappa a)}{K_0(\kappa a) + [K_1(\kappa a)/\kappa a]}, \quad (4.7)$$

что для длинных волн, когда $\kappa a \ll 1$, сводится к

$$\left(\frac{\partial \tilde{H}}{\partial r}\right)_a > \frac{H_\Phi}{a} \kappa^2 \ln \frac{2}{\kappa a} = \frac{2J}{c} \left(\frac{2\pi}{l}\right)^2 \ln \frac{l}{\pi a}. \quad (4.7a)$$

В таком виде условие устойчивости приведено в работе ²².

Для того чтобы плазменный шнур был устойчивым с $m = 1$ во всем диапазоне длин волн, включая $\kappa a \gg 1$, из (4.7)

$$\left(\frac{\partial \tilde{H}}{\partial r}\right)_a > \frac{H_\Phi}{a} = \frac{2J}{ca^2}. \quad (4.7b)$$

Для выполнения этого условия требуются слишком большие поля высокой частоты и реализация такого условия для стабилизации сколь угодно значительных токов приводит к слишком большим трудностям. Второй критерий, который определяет минимальное значение частоты ВЧ поля, получается из (4.6б), считая $H_{z1} = H_{zi} = 0$. При этом

$$\omega > \frac{H_\Phi}{\sqrt{4\pi a^2 \rho}} \sqrt{\frac{K_0(\kappa a)}{K_0(\kappa a) + [K_1(\kappa a)/\kappa a]}}.$$

или, так как $H_\Phi = v_{Ti} \sqrt{4\pi \rho}$ (где v_{Ti} (тепловая скорость ионов) $= \sqrt{\frac{2T}{M}}$),

$$\omega > \frac{v_{Ti}}{a} \sqrt{\frac{K_0(\kappa a)}{K_0(\kappa a) + K_1(\kappa a)/\kappa a}}, \quad (4.8)$$

что для длинных волн приводит к условию

$$\omega > \frac{2\pi v_{Ti}}{l} \sqrt{\ln \frac{l}{\pi a}}, \quad (4.8a)$$

а для коротких — к условию

$$\omega > \frac{v_{Ti}}{a}. \quad (4.8b)$$

Приведенные соотношения явно указывают на то, что такой метод наиболее эффективен для стабилизации длинноволновых возмущений, в то время как постоянные продольные поля относительно легко стабилизируют коротковолновые.

На первый взгляд может показаться, что оптимальной является система, у которой постоянное продольное поле стабилизирует коротковолновые возмущения, а мультипольное ВЧ поле подавляет длинноволновые. Однако это не так. Как показано в ²⁸, продольное поле в сочетании с ВЧ полем позволяет удовлетворить условиям устойчивости, только если H_{ze} близко к значению, при котором выполняется критерий (4.4), т. е. стабилизирующее действие ВЧ поля при этом проявляется очень слабо. Этот вывод легко понять, исходя из основного положения, на котором основаны идеи стабилизации и удержания плазмы полями высокой частоты. Исходным здесь является стремление избежать выделенного направления, в котором деформация может развиваться иначе, чем в других направлениях. Наличие внешнего стационарного поля при его взаимодействии с полем тока приводит к появлению направления, зависящего от знака перед m , т. е. от направления закручивания пинча. Условия устойчивости получаются различными, происходит ли такое закручивание по полю или против

поля, а так как действие ВЧ поля «в среднем» не зависит от направления закручивания, то оно оказывается не эффективным. Поле внутри плазмы не взаимодействует с внешним ВЧ полем и поэтому может способствовать улучшению условий устойчивости.

Действительно, при $H_{ze} = 0$ и $H_{zi} \neq 0$ условие (4.6a) приводится к виду

$$\left(\frac{\partial \tilde{H}}{\partial r} \right)_a > \frac{H_\Phi}{a} \frac{K_0(\kappa a)}{K_0(\kappa a) + [K_1(\kappa a)/\kappa a]} \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{H_{zi}^2}{H_\Phi^2} \frac{I_1(\kappa a)}{K_1(\kappa a)} \frac{K_0(\kappa a) + [K_1(\kappa a)/\kappa a]}{I_0(\kappa a) - [I_1(\kappa a)/\kappa a]} \right\}. \quad (4.9)$$

Каждому значению H_{zi}^2/H_Φ^2 соответствует некоторое κa , при котором правая часть этого неравенства имеет максимум. Зависимость этого максимума от H_{zi}^2/H_Φ^2 приведена на рис. 10, на котором указаны некоторые значения κa , соответствующие этому максимуму. Из рисунка, например, следует, что при $H_{zi}^2/H_\Phi^2 = 1/2$ значение $(\partial \tilde{H}/\partial r)_a a/H_\Phi$, при котором сохраняется устойчивость для моды $m = 1$, для всех длин волн составляет примерно 0,1, а из условия (4.2) следует, что при таком соотношении полей устойчивы также все длины волн с модой $m = 0$.

Эти вычисления дают основания полагать, что система с продольным полем, локализованным внутри пинча в сочетании с ВЧ полем мультиполя, обладает определенными преимуществами.

Выше указывалось, что условия устойчивости зависят от направления закручивания пинча, так как в (4.3) имеются два решения, каждое из которых соответствует определенному направлению закручивания по отношению к внешнему полю. В одном случае (4.3) для длинных волн сводится к известному критерию

$$\frac{H_{ze}}{H_\Phi} > \frac{2}{\kappa a \sqrt{1 + (H_{zi}^2/H_\Phi^2)}}, \quad (4.10a)$$

в другом — к условию, что

$$\frac{H_{ze}}{H_\Phi} > \frac{\kappa a}{2} \ln \frac{2}{\kappa a}. \quad (4.10b)$$

Видно, что второму условию удовлетворить во много раз легче, чем первому.

Если либо внешнее поле, либо ток в пинче высокочастотные, то естественно ожидать, что условия устойчивости будут находиться где-то между двумя предельными значениями, соответствующими этим двум неравенствам. Такая система с ВЧ током в пинче и постоянными продольными полями была предложена и исследовалась в работе ²⁹. Условие устойчивости для такой системы сводится к

$$\left(\frac{H_{ze}}{\tilde{H}_\Phi} \right)^2 > \frac{K_0(\kappa a)}{2\kappa a K_1(\kappa a)} \left\{ 1 + \left(\frac{H_{zi}}{H_{ze}} \right)^2 \frac{I_1(\kappa a)}{K_1(\kappa a)} \frac{K_0(\kappa a) + [K_1(\kappa a)/\kappa a]}{I_0(\kappa a) - [I_1(\kappa a)/\kappa a]} \right\}^{-1}, \quad (4.11)$$

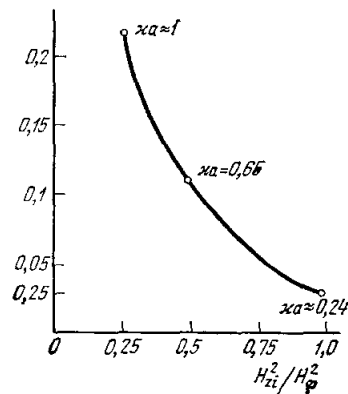


Рис. 10. Зависимость правой части неравенства (4.9) от H_{zi}^2/H_Φ^2 для значений κa , при которых при заданном H_{zi}^2/H_Φ^2 эта функция принимает максимальное значение.

что для длинных волн при $\kappa a \ll 1$ имеет вид

$$\left(\frac{H_{ze}}{\tilde{H}_\Phi}\right)^2 > \frac{\ln(2/\kappa a)}{1 + (H_{zi}^2/H_{ze}^2)}. \quad (4.11a)$$

Условие на частоту для такой системы

$$\omega > \frac{\tilde{H}_\Phi}{\sqrt{4\pi a^2 \rho}}; \quad (4.12)$$

здесь $\tilde{H}_\Phi$ — напряженность поля на краю пинча от ВЧ тока, протекающего через разряд.

Легко видеть, что условие (4.11a) есть квадрат среднего геометрического от выражений (4.10a) и (4.10б) для эффективного значения ВЧ поля. Ясно, что поскольку поле $\tilde{H}_\Phi$ создается высокочастотным переменным током, выделенное направление исключается, так как закручивание по обоим направлениям равновероятно. Поэтому эффективным здесь является действие, усредненное по обоим направлениям.

Конечно, мало что изменится, если поле H_z сделать высокочастотным, а ток постоянным. Критические условия останутся теми же. Однако в обоих этих вариантах следует иметь в виду возможность проявления резонансных эффектов.

Известно, что в системах, описываемых уравнениями с периодически коэффициентами, области устойчивости чередуются с областями, где система неустойчива. Особенно опасными могут быть условия, приводящие к возникновению параметрического резонанса, которые возникают, когда собственная частота колебаний плазменного шнура приближается к половинной частоте ВЧ поля. Эти вопросы рассматривались в работе ³⁰.

Вариант динамической стабилизации с ВЧ продольным полем изучался автором экспериментально (см. ^{31, 32}). К сожалению, эти исследования не получили дальнейшего развития. Что же касается возможности возникновения в такой системе параметрического резонанса, то в экспериментах ^{33, 34} наблюдались явления, которые можно трактовать как параметрическое возбуждение. Во всяком случае здесь наблюдались колебания половинной частоты. Однако это не означает, что такое направление исследований не имеет смысла, так как, по-видимому, сравнительно легко создать условия, при которых можно избежать возбуждения параметрического резонанса.

В качестве примера обратимся снова к экспериментам с бегущей волной. В такой системе имеется продольный дрейфовый ток в переменном высокочастотном поле бегущей волны, так что при этом фактически имели место условия, близкие к идеям работы ²⁹. При этом не наблюдалось признаков неустойчивостей, во всяком случае МГД-типа и тем более параметрического резонанса.

Обратимся к критерию (4.11a). Для этого случая $H_{zi} = 0$, $\kappa_{\min} = 2\pi/l_{\max}$, причем $2\pi R$, так что

$$\kappa_{\min} a = \frac{a}{R} \approx 0,1, \quad \left(\frac{\tilde{H}_{ze}}{\tilde{H}_\Phi}\right)^2 > \frac{\ln(2/\kappa a)}{2} \approx 1,5.$$

Согласно результатам, приведенным выше, $(H_\Phi/\tilde{H}_z)_{\max} \approx 0,8$, и следовательно, $(\tilde{H}_{zi}/H_\Phi)_{\min}^2 \approx 1,55$, что удовлетворяет приведенному критерию. Это дает основание полагать, что устойчивость дрейфового тока в устройстве «бегущая волна» обеспечивается стабилизирующим действием ВЧ поля. Более того, это дает основание считать, что приведенные для системы такого типа соотношения в какой-то мере подтверждаются результатами приведенных экспериментов.

Теоретическим исследованиям различных аспектов приведенных здесь вариантов динамической стабилизации посвящены работы³⁵⁻⁴⁰. Приведя перечень этих работ, мы не претендуем на полную библиографию, указывая только некоторые из них.

5. ДИНАМИЧЕСКАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ: РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И СЛЕДСТВИЯ

Здесь мы опишем эксперименты, относящиеся к стабилизации Z-пинча мультипольными полями высокой частоты. В этих экспериментах продольные поля не использовались. Высокочастотные поля создавались мультиполем, расположенным на периферии разрядной камеры, так что токи в соседних стержнях, образующих такой мультиполь, были сдвинуты по фазе на угол 180° . На рис. 11 представлена схема сикстиполя. Эксперименты проводились в двух направлениях.

В первом из них для питания стержней мультиполя использовался затухающий контур, составленный из конденсаторов с относительно большой добротностью ($Q \approx 60-80$).

В этих опытах использовались шесть стабилизирующих стержней. Приведем результаты экспериментов на установке со следующими характерными параметрами. Разрядная камера была в виде стеклянного цилиндра диаметром 20 см, длиной 60 см, закрытого с обоих концов плоскими электродами. Через один из электродов производилась откачка и напуск газа. Стабилизирующий контур представляет собой систему из шести шин, расположенных, как это показано на рисунке, на внешней поверхности камеры. Эта система присоединялась 36 кабелями к батарее высокодобротных конденсаторов общей емкостью 0,6 мкф. Соединения были выполнены таким образом, что через каждую соседнюю шину в каждый момент времени протекали токи в противоположных направлениях. При частоте ~ 700 кГц амплитудное значение тока в каждой шине составляло ~ 27 ка.

Добротность стабилизирующего контура с разрядником и плазмой $Q \approx 20$. Параметры основного контура разрядного тока: $C = 70$ мкф, $U = 8-12$ кВ. Период частоты изменения разрядного контура ≈ 40 мксек.

При проведении такого цикла экспериментов^{14, 41-43} основными диагностическими средствами были следующие: метод фотографической временной развертки сечения разряда, регистрация продольного поля H_z , возникающего в результате потери устойчивости с модой $m = 1$ (изгибание и закручивание плазменного шнура) и измерение потока энергии, уходящего на стенку камеры.

Фотографический метод регистрировал светящийся диаметр плазменного шнура и давал возможность оценить время его локализации

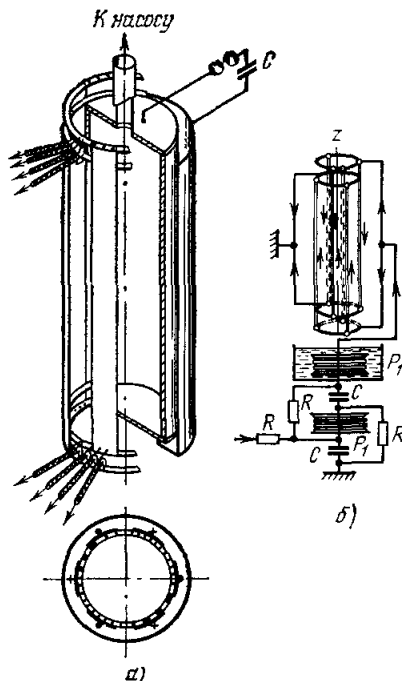


Рис. 11. Схематическое изображение разрядной камеры (а) и схема питания контура динамической стабилизации (сикстиполя) в системе, работающей от затухающего контура (б).

вблизи оси камеры. Щель фоторегистратора ориентировалась перпендикулярно к оси разрядной камеры. В одной из них имелись продольные пазы. Через эти пазы и соседние зазоры между шинами велось наблюдение. Составляющая поля H_z измерялась витком, охватывающим камеру. Сигнал после интегрирования подавался на пластины осциллографа так, что амплитуда сигнала была пропорциональна составляющей разрядного тока, создающей поле H_z .

Для регистрации момента начала взаимодействия плазмы со стенкой, а также для определения скорости ухода энергии из плазменного шнура использовался термозонд, описанный в работе ⁴⁴. Такой метод позволял уверенно регистрировать поток энергии до $5 \cdot 10^{-3}$ Дж/см².

Во всех измерениях осциллографом контролировалась фаза включения стабилизирующего напряжения. Таким образом, осуществлялась одно-

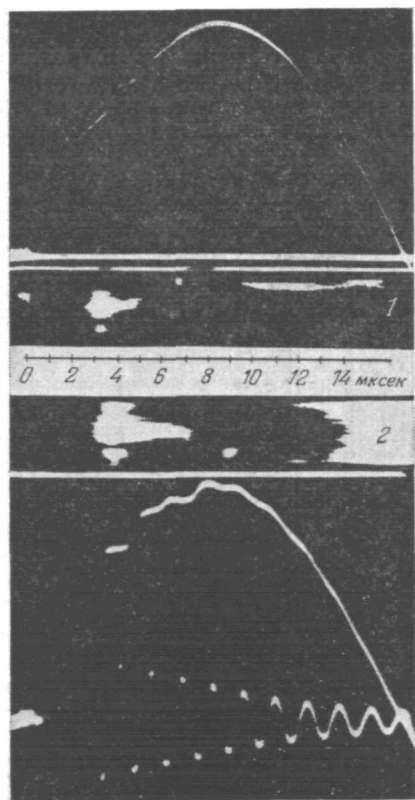


Рис. 12. Осциллограммы разрядного тока, стабилизирующего тока и фоторазвертка свечения плазменного шнура в отсутствие стабилизации (1) и при наличии стабилизации (2), снятые в системе с затухающим контуром.

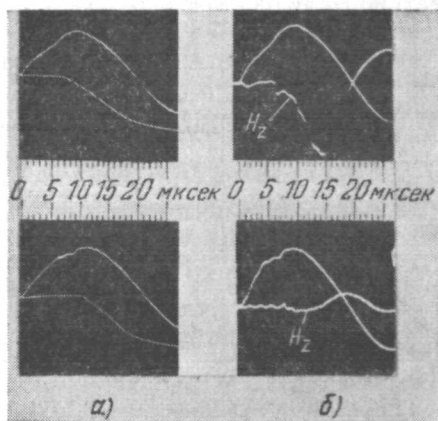


Рис. 13. Осциллограммы показаний термозонда (а) и продольного поля (б), синхронизированные с током разряда. Вверху — без стабилизации, внизу — со стабилизацией. Осциллограммы рис. 13 соответствуют фотографиям и осциллограммам рис. 12 (1—2)

временная синхронная запись всех перечисленных регистрируемых величин. На фоторазвертке свечения (рис. 12) из работы ⁴² видно, что при совместном действии основного и стабилизирующего контуров шнур удерживается вблизи оси в течение промежутка времени ~ 6 мксек, в то время как без стабилизации это время значительно меньше.

На рис. 13,а приведены синхронизированные с током разряда показания термозонда, верхняя без стабилизации, нижняя — со стабилизацией, на рис. 13,б — осциллограммы поля H_z , верхняя также без стабилизации, нижняя — со стабилизацией. Моменту возникновения поля H_z , как это видно из фотографий свечения (рис. 12), соответствует разрушение шнура. Именно в этот момент свечение, локализованное вблизи оси, исчезает.

Следует отметить, что в отсутствие стабилизации плазменный шнур в таких условиях разваливается почти сразу после своего формирования, точнее, в момент, когда на кривой тока наблюдается характерный второй излом — вторая «особенность» (см., например, ⁴⁵).

При наложении стабилизирующего поля момент развала отодвигается настолько, что развал наблюдается на максимуме, а иногда даже за

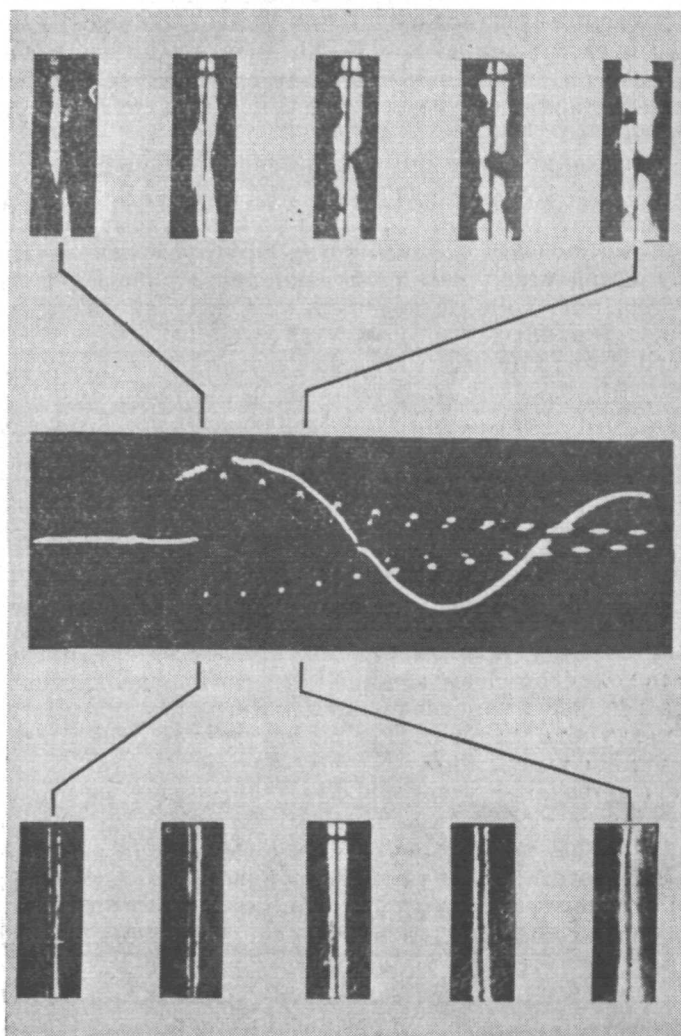


Рис. 14. Сверхскоростные фотографии Z-пинча, снятые через боковую стенку (кадровая развертка (1 кадр через 1 мксек)), синхронизированные с током разряда и стабилизирующим током.

Вверху — фотографии плазменного шнура в отсутствие стабилизации, внизу — то же при наличии стабилизации. Показан промежуток времени, за который снимались фотографии. Тени в середине шнура — стабилизирующие стержни.

максимум тока разряда, когда уже имеет место значительное затухание стабилизирующего поля. Сигналы термозонда (рис. 13), синхронизированные с осциллограммой тока разряда, отчетливо показывают запаздывание в поступлении потока энергии на стенку при наличии стабилизации, по сравнению с нестабилизированным разрядом.

Можно утверждать, что начало интенсивного поступления потока энергии на стенку соответствует моменту развала, установленного другими методами — по картине свечения и измерениям H_z .

Сопоставление результатов всех этих измерений приводит к выводу, что при определенных значениях соответствующих параметров, характерных для устройств такого типа, действительно имеет место явно выраженный эффект стабилизации. В довольно широком диапазоне значений начального давления газа (водорода), примерно от 0,05 до 1 *тор*, плазменный шнур со средним диаметром 3—3,5 *см* удерживается у оси камеры до момента времени, когда ток достигает значения ~ 100 —150 *ка*. При этом величина стабилизирующего тока из-за затухания уменьшается примерно вдвое.

В течение этого времени шнур не изгибается (нет H_z), а термодатчик не регистрирует заметного ухода энергии на стенку. Важно отметить, что стабилизация не наблюдается, если включение ВЧ контура осуществляется позже начала процесса сжатия, когда шнур уже начинает деформироваться. Этот метод стабилизации только предотвращает возникновение неустойчивости, но не может подавить уже возникшую неустойчивость. Такое положение наблюдалось во всех экспериментах.

Для того чтобы более наглядно представить картину развития неустойчивостей и эффекта стабилизации, были проделаны эксперименты на установках с несколько иными параметрами, но, по существу, мало отличающихся от приведенных здесь, в которых осуществлялось фотографирование плазменного шнура кадровой разверткой. Здесь мы видим фотографии всего плазменного шнура через промежуток времени 1 *мксек* и можем судить о том, как деформируется шнур, какова длина волны неустойчивости, как деформируются сечения шнура. В первой серии (см. ⁴¹) приведены фотографии, снятые с боковой поверхности (см. рис. 14).

Из этих снимков ясно видно, что без стабилизации шнур разрушается в результате изгиба и закручивания, причем деформации его начинаются с длинноволновых возмущений, которые при дальнейшем развитии переходят во все более коротковолновые. Когда же включается стабилизирующий контур, параметры которого удовлетворяют определенным критериям, видимых неустойчивостей не возникает.

Время существования устойчивого состояния, естественно, зависит от степени затухания тока в стабилизирующем контуре. С увеличением добротности контура, как это показано в ⁴¹, это время растет.

Приведенные здесь результаты экспериментов с затухающим стабилизирующим контуром обладают существенным недостатком.

Стабилизация осуществляется в основном в районе нарастания тока, в то время как амплитуда стабилизирующего тока затухает. Получается, что с ростом тока разряда уменьшается величина стабилизирующего поля. Поэтому естественна попытка исследования такого варианта динамической стабилизации на незатухающем контуре, питаемом от лампового генератора. Хотя имеющиеся в нашем распоряжении технические возможности сильно ограничивали величину стабилизирующего тока, все же удалось получить результаты, представляющие определенный интерес.

Эксперименты (см. ⁴⁶⁻⁴⁸) проводились на установке, состоящей из стеклянной разрядной трубки диаметром 6,5 *см* и расстоянием между электродами 75 *см*. Для возможности наблюдения с торца в одном из электродов на оси было отверстие. Электроды соединялись с конденсаторной батареей емкостью 22 *мкф* и анодным напряжением, которое варьировалось от 8 до 22 *ка*. Включение осуществлялось через воздушный искровой разрядник. Индуктивность цепи составляла ~ 8 *мгн*. При этом ток разряда можно было изменять от 12 до 35 *ка*, а начальную скорость возра-

стания тока $(dJ/dt)_0$ — от 1,5 до $4,5 \cdot 10^9$ а/сек. Четверть периода, т. е. время возрастания тока до максимального значения, составляла 19 мксек.

Для стабилизации использовался квадруполь. Длина стержней 70 см, диаметр 1 см. Расстояние между противоположными стержнями 10 см. Колебательный контур состоял из стабилизирующих стержней с эквивалентной индуктивностью 0,39 мкГн и батареи керамических конденсаторов емкостью $54 \cdot 10^{-3}$ мкФ так, что рабочая частота составляла $\sim 10^6$ Гц. Эффективная добротность контура при работе с разрядом $Q \approx 25$. Питание контура осуществлялось через согласующую ячейку от пушпульного автогенератора из четырех ламп. При установленной мощности ~ 4 Мвт в контур передавалось ~ 2 Мвт. При этом ток в каждом стержне можно было довести до 3,5 ка. Этому значению тока соответствовала крутизна нарастания поля у оси $(\partial H/\partial r) \approx 110$ э/см.

В качестве диагностических средств использовались методы: фоторегистрации в режиме как кадровых, так и непрерывных разверток, магнитные зонды для измерения высокочастотных полей и поля тока разряда, а также катушки для регистрации продольного магнитного потока H_z . Кроме того, по положению границы непрерывного спектра в видимой области излучения водорода можно было оценить среднюю концентрацию заряженных частиц.

Основные результаты. Плазменный шнур формируется только начиная с определенной скорости нарастания тока. В условиях проводившихся экспериментов эта минимальная скорость составляла $(\partial J/\partial t) \geq 2 \cdot 10^9$ а/сек. При этом формирование шнура существенно зависит от времени задержки Δt ; Δt — это промежуток времени между включением высокочастотного стабилизирующего поля и моментом включения основного разряда. Устойчивое удержание плазменного шнура наблюдалось при $40 \text{ мксек} < \Delta t < 100 \text{ мксек}$, и все результаты относятся к этому диапазону времен задержки. При $\Delta t < 40 \text{ мксек}$ плазма слишком быстро стягивается к оси, а при $\Delta t > 100 \text{ мксек}$ плазменный шнур не формируется. Это, конечно, связано со степенью ионизации газа в момент начала протекания тока; когда она слишком мала, процесс протекает чересчур быстро и при этом, как будет показано ниже, развиваются коротковолновые неустойчивости, для стабилизации которых применявшихся здесь средств недостаточно. При $\Delta t > 100 \text{ мксек}$ тока разряда недостаточно для сжатия газа, так как появляются примеси тяжелых газов из-за испарения стенок. Эксперименты проводились при начальном давлении газа — водорода $p_0 = 0,2$ тор. Такому давлению соответствовали наиболее благоприятные условия протекания интересующих нас процессов. Пожалуй, наиболее важный параметр здесь — это начальная скорость нарастания разрядного тока, которая не должна была выходить из довольно узкого диапазона значений, а именно $2 \cdot 10^9 < (\partial J/\partial t)_0 < 3,5 \cdot 10^9$ а/сек. Если перейти верхний предел, то плазменный шнур быстро разрушается, — причины также будут указаны ниже. Если перейден нижний предел, плазма не отрывается от стенок.

При выполнении всех этих условий наблюдаются четкое формирование плазменного шнура (рис. 15) и стабилизация его у оси в течение некоторого промежутка времени. Для сравнения на рис. 16 приведены фотографии разряда, снятого в тех же условиях, но без стабилизирующего поля.

Приведены фотографии непрерывной и кадровой разверток, снятых с боковой поверхности и с торца камеры, а также осциллограммы тока разряда и продольного магнитного поля H_z , возникающего в процессе развития неустойчивости. Концентрация электронов, измеренная по граничной линии серии Бальмера, составляла величину не менее 10^{16} см $^{-3}$.

Радиус сжатого шнура, определенный по фотографии кадровой развертки, в этих условиях составлял $\sim 0,5$ см. Время существования устойчивого сжатого состояния в этих условиях не превышало ~ 10 мксек.

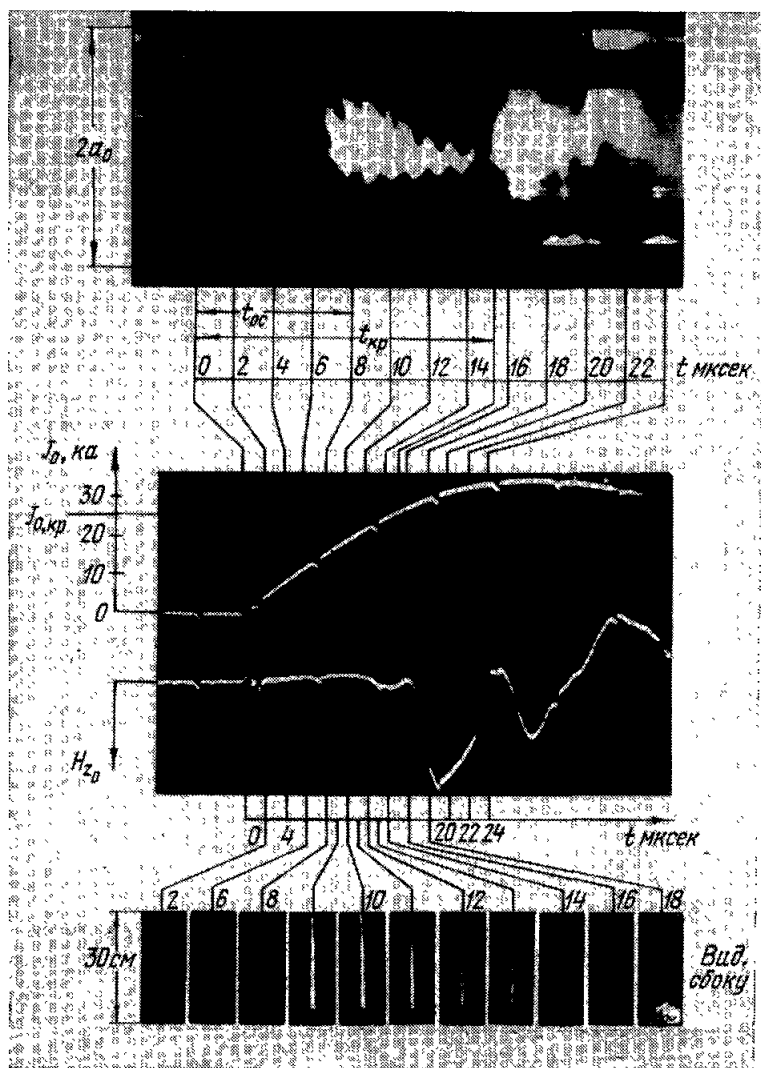


Рис. 15. Результаты экспериментов при работе с незатухающим стабилизирующим контуром с питанием от лампового генератора.

Вверху — непрерывная фоторазвертка плазменного шнура. Внизу — фотографии в режиме кадровой развертки (1 кадр через 1 мксек), снятые сбоку. В середине — осциллограммы тока разряда J и продольного поля H_z . $J_{кр}$ — величина тока, при котором наблюдается развал плазменного шнура; a_0 — внутренний радиус разрядной камеры. Остальные величины приведены на рисунке ($\tilde{J} = 2,8$ ка, $p_0 = 0,2$ тор, $J_{ам} = 35$ ка, $\dot{J}_{0t=0} = 2,4 \cdot 10^9$ а/сек).

Для того чтобы объяснить причину ограничения времени существования сжатого состояния, нет необходимости предполагать, что плазменный шнур по истечении этого времени почему-то становится неустойчивым. Здесь, как и в случае бегущей волны, это время ограничивается «перегревом».

Воспользовавшись известным соотношением (справедливым для Z-пинча) $J = 4c^2NT$, которое получается из условий баланса давления магнитного поля тока и газового давления, для нашего случая сравнительно малых токов, когда температура не может превышать ~ 10 эв,

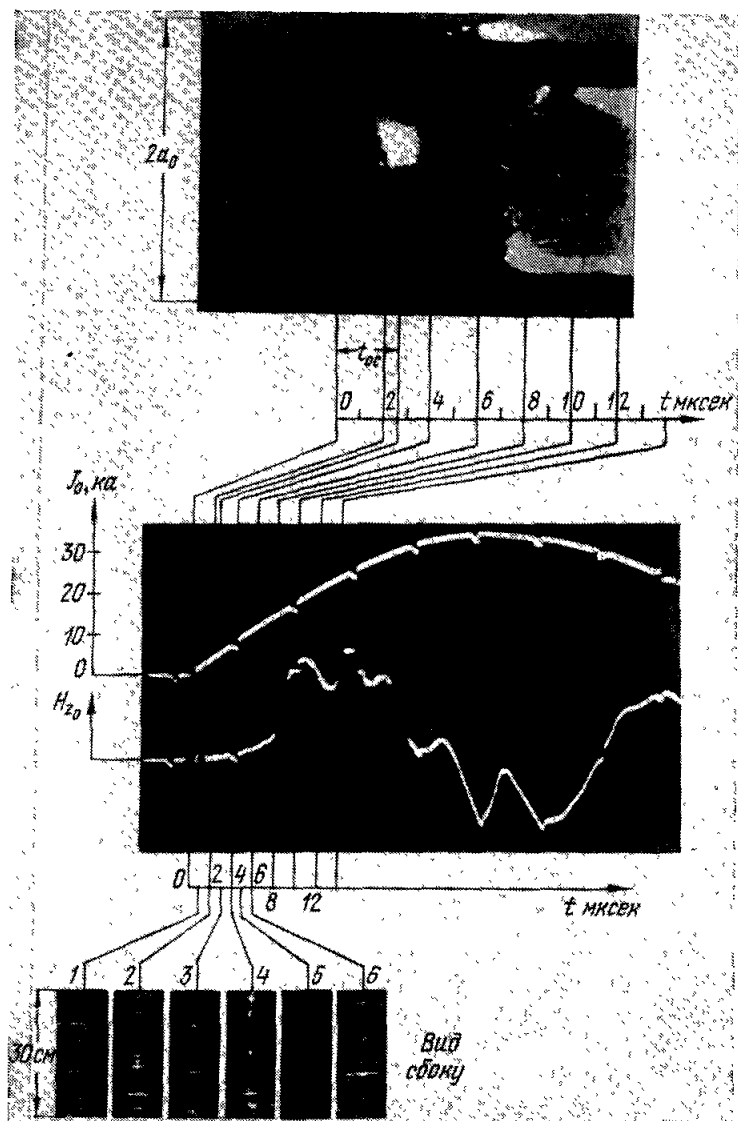


Рис. 16. То же, что на рис. 15, но в отсутствие стабилизации (D_2 , $p_0 = 0,2$ мм рт. ст., $J_{0m} = 35$ кА, $J_{0t=0} = 2,4 \cdot 10^9$ а/сек).

при $J = 20$ кА (величина тока близкая к максимальному значению, при котором наблюдается развал плазменного шнура) получим, что

$$N = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-1}.$$

Полное число частиц на единицу длины разрядной трубки при давлении $0,2$ тор составляло $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1}$.

Таким образом, по мере захвата частиц в плазменный шнур, их ионизации и нагрева давление плазмы становится таким, что ток не в состоянии их удержать своим полем, и шнур разваливается. По проведенным оценкам время ионизации и нагрева поступающего в шнур газа из периферии составляет величину, близкую к наблюдаемому времени существования устойчивого состояния.

Поэтому вопрос о том, почему мала длительность устойчивого состояния, объяснить сравнительно просто. Значительно труднее объяснить, почему такое состояние существует? Почему, например, не наблюдаются неустойчивости с модой $m = 0$ и коротковолновые неустойчивости с модой $m = 1$, для которых критерии устойчивости, приведенные выше, заведомо не выполняются?

Посмотрим, для какой же минимальной длины волны выполняются условия устойчивости. В проводившихся экспериментах $(\partial \tilde{H} / \partial r)_0 = 100$ э/см, $J = 2 \cdot 10^4$ а, $a = 0,5$ см. Здесь, как будет видно из вычислений, можно пользоваться формулой (4.9а), из которой следует, что $l_{\min} \geq 80$ см, т. е. стабилизируются деформации изгиба и закручивания с длиной волны, близкой к расстоянию между электродами. Примерно то же имеет место и в экспериментах с затухающим контуром, описанных выше, и в других исследованиях подобного рода^{14, 42, 43, 45, 49}.

Таким образом, здесь мы встречаемся с вопросом, довольно редким в практике физических исследований. Чаще приходится выяснять причины, по которым результаты эксперимента расходятся с исходными теоретическими предпосылками в худшую сторону. В теории все хорошо, в эксперименте — плохо. Здесь имеет место обратная ситуация. Результаты эксперимента оказываются более благополучными, чем это предсказывает теория. Оказывается, что достаточно удовлетворить условиям устойчивости, начиная с некоторой довольно длинной волны, и тогда не наблюдается возникновение коротковолновых возмущений и возмущений моды $m = 0$.

С точки зрения теории магнитогидродинамической устойчивости, развитой в применении к стационарной плазме, которой и мы пользовались выше, такое положение кажется противоречивым. Неустойчивость такого типа развивается тем скорее, чем меньше длина волны. Инкремент нарастания здесь, как известно, обратно пропорционален длине волны. Поэтому в свете таких представлений следовало бы скорее ожидать возникновения и развития коротковолновых неустойчивостей с модами $m = 1$ и $m = 0$.

Приведенные результаты явно указывают на то, что в данном случае мы имеем дело с явлениями, которые не укладываются в рамки результатов, полученных для стационарных Z-пинчей. Поэтому кажется естественным прежде всего выяснить, отчего же зависит длина волны неустойчивости в нестабилизированном Z-пинче? Какие параметры разряда определяют эту величину? С этой целью были проведены эксперименты, в которых можно было наблюдать развитие неустойчивостей в широком диапазоне изменения параметров, характеризующих разряд. Приведем основные результаты этой работы. В этих экспериментах варьировались геометрические размеры (длина разрядного промежутка L и радиус трубки a_0), начальная скорость нарастания тока $(dJ/dt)_0$ и начальное давление газа p_0 (водород). В остальном установки были такими же, как и описанные выше. Для регистрации длины волны использовался сверхскоростной фоторегистратор с кадровой разверткой.

На рис. 17 сверху приведены фотографии шнура для разрядных трубок различной длины. Отобранные кадры соответствуют моменту времени, близкому к максимальному сжатию шнура. Видно, что существенного

различия, во всяком случае в длинах волн, не заметно. Отсюда можно сделать вывод, что длина разрядного промежутка не оказывает заметного влияния на длину волны неустойчивости.

Совершенно иная картина наблюдается в экспериментах при вариации значений $(dJ/dt)_0$ и радиуса разрядной трубки a_0 . В качестве иллюстрации в среднем и нижнем рядах на рис. 17 приведены соответствующие фотографии, из которых отчетливо следует, что длина волны неустойчивости растет с увеличением радиуса a_0 и падает с ростом $(dJ/dt)_0$. Эксперимент проводился в диапазоне значений $10^9 < (dJ/dt)_0 < 10^{11}$ а/сек. При $(dJ/dt)_0 > 10^{11}$ а/сек неустойчивости с модой $m = 1$ переходят в неустойчивости с модой $m = 0$.

Пользуясь набором результатов экспериментов в довольно широком диапазоне изменений $(dJ/dt)_0$ и a_0 , можно обнаружить определенную зависимость между длиной волны неустойчивости и значениями величин $(dJ/dt)_0$ и a_0 . Оказывается, что величина $l (dJ/dt)_0^{1/2} / a_0$ при изменении $(dJ/dt)_0$ в диапазоне $5 \cdot 10^9 < (dJ/dt)_0 < 10^{11}$ а/сек и при вариации a_0 от 4,5 см до 20 см изменяется очень мало и примерно равна $2 \cdot 10^5$. Отсюда $l \approx 2 \times 10^5 a_0 \sqrt{(dJ/dt)_0}$.

Отметим, что явно выраженного эффекта от вариации начального давления заметить не удалось. По-видимому, от этого параметра зависимость довольно вялая. Основные измерения проводились при $p_0 \approx 0,1$ тор. Момент возникновения неустойчивости фиксировался двумя магнитными зондами, измеряющими продольную составляющую поля H_z . Один зонд, внешний, располагался вблизи стенок, назовем его H_z , другой — у оси камеры H_{z0} . Было обнаружено, что внешний зонд раньше фиксирует появление неустойчивости. Отсюда следует, что неустойчивость возникает на сравнительно ранней стадии сжатия, по-видимому, ближе к моменту «отрыва» плазменного столба от стенок камеры. Этот результат подтверждается тем,

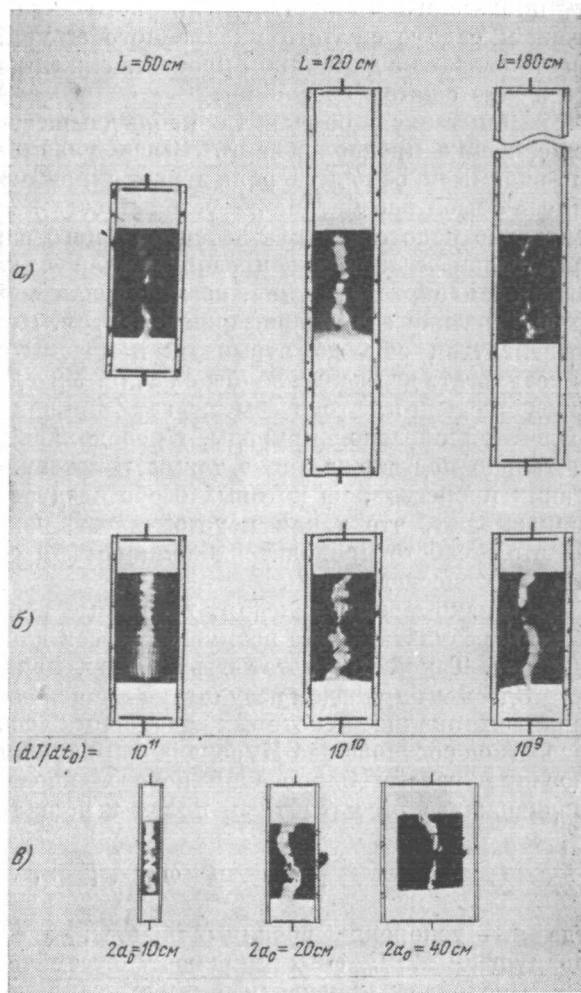


Рис. 17. Типичные фотографии кадровой развертки при вариации параметров ($p_0 = 0,1$ мм рт. ст. H_2). а) Зависимость длины волны от длины разрядной камеры ($2a_0 = 20$ см, $(dJ/dt)_0 = 10^9$ а/сек); б) то же в зависимости от скорости нарастания тока ($h = 60$ см, $2a_0 = 20$ см); в) то же, но в зависимости от начального радиуса ($l = 60$ см, $(dJ/dt)_0 = 5 \cdot 10^9$ а/сек).

что динамическая стабилизация эффективно действует, только если стабилизирующий импульс подается раньше, чем пинур сжался к оси.

Приведенные здесь результаты ставят под сомнение справедливость исходных предположений о природе возникновения неустойчивостей в быстром (относительно) Z -пинче. Явная зависимость длины волны неустойчивости от начальной скорости нарастания тока и радиуса трубки не укладывается в рамки представлений о неустойчивости МГД-типа для стационарного Z -пинча, для которого характерными являются величина тока и радиус сжатого плазменного шнура. Здесь, конечно, неустойчивость связана с динамикой процесса сжатия шнура, а не с возникновением ее в уже сжатом состоянии.

Попытаемся объяснить наблюдающееся противоречие, исходя из следующих предположений. Выше указывалось, что в нашем случае, по-видимому, основную роль играет динамика процесса и что вряд ли здесь имеет смысл рассматривать устойчивость как развитие возмущения относительно некоторого квазистационарного равновесного состояния. Более естественным кажется предположение о том, что неустойчивость эта рэлей-тейлоровского типа, возникающая в результате ускорения плазмы при движении ее от периферии к центру. При этом неустойчивость может развиваться еще до отрыва всей плазмы от стенок разрядной камеры в результате движения волны сжатия. Уже довольно давно высказывались предположения, что в «быстрых» Z -пинчах неустойчивость моды $m = 0$ рэлей-тейлоровской природы. Проводились эксперименты, довольно убедительно подтверждающие такую гипотезу. Теоретические исследования таких процессов, из которых особо следует отметить работу Харриса⁵⁰, показывают, что такая неустойчивость возникает и для моды $m = 1$. В этой работе приводится библиография соответствующих экспериментальных исследований.

Однако предположения, введенные в основу работы Харриса, привели к результату, что возмущение всех длин волн оказываются неустойчивыми. Такой результат объясняется принятой моделью.

Здесь мы приведем результаты вычислений работы⁵¹, основой которых являлся анализ некоторых размерных соотношений. Исходным было известное соотношение Курскала и Шварцшильда, полученное при исследовании рэлей-тейлоровской неустойчивости полубесконечной плазмы, поддерживаемой магнитным полем в поле тяжести:

$$\omega = \frac{1}{2} \sqrt{g\kappa}, \quad (5.1)$$

где g — ускорение границы плазмы, κ — волновое число гармоники возмущений $2\pi/l$, ω — инкремент неустойчивости.

Поскольку приведенные выше результаты экспериментов указывают на явно выраженную зависимость длины волны неустойчивости от радиуса разрядной камеры, естественно предположить, что такая неустойчивость развивается, когда плазма еще взаимодействует со стенками разрядной камеры, т. е. до сжатия плазмы к оси. Тогда единственная величина, определяющая масштаб времени, это время отрыва плазмы от стенок — $t_{\text{отр}}$. Примем, что $\omega = 1/t_{\text{отр}}$. Это чисто размерные соображения, введенные пока без достаточного основания.

Ускорение границы плазмы в начальной стадии сжатия определяется из уравнения движения массы газа при сжатии от действия магнитного поля тока, протекающего через плазму (см., например, ^{49, 52}):

$$g = \frac{(dJ/dt)_0}{a_0 c \sqrt{3\pi\rho_0}}. \quad (5.2)$$

Рост тока от времени на этой стадии считаем линейным, т. е. $J = (dJ/dt)_0 t$. Теперь из (5.1) и (5.2) мы можем найти длину волны неустойчивости, приводя все величины к моменту отрыва:

$$l = \frac{J_{\text{отр}}^2}{2c \sqrt{MN} (dJ/dt)_0};$$

здесь M — масса иона, N — число частиц в сечении разрядной камеры на единицу длины, $MN = \pi a_0^2 \rho_0$, $J_{\text{отр}}$ — величина тока, соответствующая моменту «отрыва» плазмы от стенок сосуда. Величина этого тока была вычислена в работе ⁴⁵ и определяется соотношением

$$J_{\text{отр}} = c \sqrt[4]{\frac{80 a_0^3 e \pi}{\sigma_{in} c} \left(\frac{dJ}{dt} \right)_0 \sqrt{MN}}.$$

В работе ⁴⁵ ток отрыва определялся для слабоионизованной плазмы. Ионизация осуществляется в процессе развития разряда, так что в выражении для тока отрыва входит «цена электрона» ϵ , которую мы принимаем ≈ 100 эв на один акт ионизации. Захват частиц в процессе движения плазмы к оси камеры осуществляется при малой степени ионизации, за счет механизма перезарядки, который из всех элементарных актов в этом диапазоне энергий имеет наибольшее сечение взаимодействия и для водорода $\sigma_{in} \approx 3 \cdot 10^{-15}$ см².

Вводя в выражение для l величину тока отрыва, подставляя соответствующие численные значения и переходя к практической системе единиц, получаем, что

$$l \approx \frac{a_0}{\sqrt{(dJ/dt)_0}} \frac{5 \cdot 10^9}{\sqrt[4]{N}}. \quad (5.3)$$

В опытах ⁵¹ $N \approx 10^{18}$ частиц/см, тогда $l \approx \frac{a_0}{\sqrt{(dJ/dt)_0}} 2 \cdot 10^5$, что «слишком» хорошо совпадает с результатами экспериментов.

Ясно, что, так как N входит как корень четвертой степени, зависимость от начального давления не заметили, тем более, что эксперименты велись в сравнительно узком диапазоне изменений начального давления.

Из этого соотношения следует, что возмущения моды $m = 0$ могут проявиться, когда $l/a_0 < 1$, а это значит, что

$$\left(\frac{dJ}{dt} \right)_0 > \frac{3 \cdot 10^{19}}{\sqrt{N}} \quad (5.4)$$

При $N = 10^{18}$ образование «шеек» происходит при $(dJ/dt)_0 > 3 \cdot 10^{10}$, что также хорошо (даже слишком) совпадает со всей совокупностью результатов проделанных экспериментов.

Используем полученные здесь соотношения для сопоставления их с результатами экспериментов по динамической стабилизации, считая, что для подавления неустойчивости достаточно удовлетворить условию (4.9) для момента «отрыва» плазмы, т. е. когда $a = a_0$, $J = J_{\text{отр}}$, а l определяется соотношением (5.3).

Рассмотрим к примеру эксперимент на незатухающем контуре, описанном выше. Для этого случая

$$l = \frac{a_0}{\sqrt{\left(\frac{dJ}{dt} \right)_0}} \frac{5 \cdot 10^9}{\sqrt[4]{N}} \approx 16 \text{ см}, \quad \kappa a_0 = \frac{2 \pi a_0}{l} = 1,25,$$

так как $a_0 = 3,2$ см.

Условие (4.9) принимает вид

$$\left(\frac{\partial \tilde{H}}{\partial r} \right)_0 > \frac{0,2J_{\text{отр}}}{(3,2)^2} \frac{K_0(1,25)}{K_0(1,25) + [K_1(1,25)/1,25]} \approx 10^{-2} J_{\text{отр}},$$

где ток выражен в амперах.

Ток «отрыва» в этих экспериментах составлял величину ~ 10 ка, в то время, как это указывалось выше, величина $(\partial \tilde{H}/\partial r)_0$, при которой наблюдался явно выраженный эффект стабилизации, составляет ~ 100 э/см. Видно, что здесь наблюдается столь же удивительное совпадение приведенных соотношений с экспериментом.

Аналогичные вычисления, проделанные для экспериментов^{14, 42, 43, 44}, приводят примерно к таким же результатам.

Конечно, к полученному здесь столь точному количественному совпадению результатов следует относиться с известным скептицизмом, тем более, что основа для расчетов довольно шаткая. Тем не менее ясно одно, что эти результаты заставляют серьезно задуматься над объяснением качественной стороны явлений. Даже если будет построена теория возникновения такой неустойчивости и будет понят механизм возникновения неустойчивости в ранней стадии сжатия пинча, остается непонятным, почему же в сжатом пинче не развивается неустойчивость обычного типа? Время существования сжатого состояния, наблюдаемое во всех экспериментах, во много раз превышает времена развития неустойчивостей МГД-типа. Из теории такой неустойчивости следует, что время развития неустойчивости пропорционально длине волны. Поэтому коротковолновые возмущения должны были бы развиваться за очень короткие времена $< 10^{-7}$ сек, между тем никаких заметных деформаций в плазменном шнуре не развивается в течение по крайней мере нескольких микросекунд, что значительно превышает время развития неустойчивости даже для самых длинных волн. Попытка объяснения такой аномальной устойчивости гипотезой о вмерзших в плазму полях также не проходит. Казалось бы, можно предположить, что высокочастотные поля на ранней стадии развития разряда проникают в глубь плазмы, а затем по мере развития процесса, уже при сжатии, захваченное поле возрастает и как-то стабилизирует шнур. Самые оптимистические оценки времени затухания захваченного поля показывают, что поля затухают также во много раз быстрее времени существования сжатого плазменного шнура. Такие причины не могут объяснить наблюдаемые факты.

Для этого, по-видимому, необходимо более глубокое понимание имеющих место здесь явлений, что возможно только в результате дополнительных экспериментальных исследований.

Приведенные результаты и соображения по поводу этих результатов приводят к выводу, что при исследовании таких процессов, во всяком случае до сих пор, возникает вопросов больше, чем поступает ответов на поставленные вначале.

Как в исследованиях по удержанию плазмы полями высокой частоты, так и в опытах по динамической стабилизации эксперименты преподносили такие сюрпризы, в результате которых мало что оставалось от предположений, из которых исходили при постановке этих экспериментов.

Такой опыт заставляет относиться к многочисленным предложениям на эту тему и их теоретическому обоснованию с известной осторожностью, во всяком случае до тех пор, пока нет сколько-нибудь надежных экспериментальных результатов, подтверждающих или исправляющих исходные положения.

Поэтому вряд ли имеет смысл здесь подробно останавливаться на всех известных нам к настоящему времени предложениях. Упомянем лишь о некоторых, по которым считаем возможным высказать хотя бы какое-то суждение

6. КОМБИНИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ

Так мы будем называть устройства, у которых ВЧ поля не являются основными даже в подавлении неустойчивостей МГД-типа, а являются вспомогательными, действующими в сочетании с постоянными или квазипостоянными. Из большого количества имеющихся предложений на эту тему остановимся на двух.

Опишем кратко комбинированную систему в виде тороидальных ловушек, известных под названием РО и РТ-2⁵³⁻⁵⁵. Основное внимание уделим установке РТ-2. Различия между этими двумя устройствами не очень существенны, во всяком случае в принципах, положенных в их основу.

В этих ловушках имеется сильное квазипостоянное магнитное поле (10—20 кэ), причем для компенсации эффекта тороидальной неоднородности, для нагрева и стабилизации неустойчивостей горячей плазмы, находящейся в ловушке, используется высокочастотное магнитное поле.

В работах⁵³ была показана возможность стабилизации плазменных неустойчивостей как МГД-, так и кинетического типа вращающимися полями высокой частоты, причем здесь вращение поля осуществляется относительно продольной оси тора, а напряженность поля возрастает от центра к периферии.

Такие поля создаются винтовым мультиполем, как это видно на рис. 18, причем фаза токов в соседних проводниках сдвинута на угол $\pi/2$. Однако действие одного только высокочастотного поля, даже винтового, не могло обеспечить равновесие плазмы. Поэтому для компенсации тороидальных эффектов предусмотрены винтовые обмотки стеллараторного типа с квазипостоянными токами. Приведем основные параметры установки РТ-2:

Тороидальная камера с большим диаметром 130 см и малым 2,5 см. Продольное магнитное поле напряженностью 20 кэ и длительностью импульса 10^{-2} сек. Винтовая обмотка квазипостоянного поля двухзаходная, с шестью шагами по большому радиусу; ток в обмотке до 100 ка.

Высокочастотное поле питается от лампового генератора с самовозбуждением, с активной мощностью ~ 60 Мвт при частоте $2 \cdot 10^6$ гц и длительностью импульса $\sim 10^{-3}$ сек. Напряженность ВЧ поля на периферии ~ 200 э. Обмотка восьмизаходная, трехшаговая.

Установка рассчитана на проведение экспериментов с плазмой в диапазоне значений параметров: плотность $n \approx 10^{12} - 10^{15}$ см $^{-3}$, $T_e = 10 - 100$ эв. При этом $\bar{\beta} = 8\pi n T / \bar{H}^2 \ll 1$ и $\tilde{\beta} = 16\pi n T / \bar{H}^2 \gtrsim 1$.

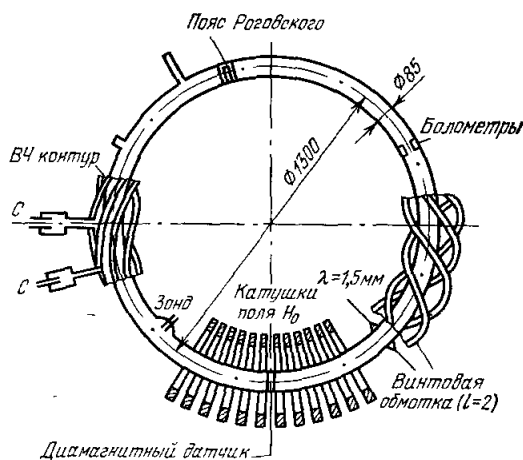


Рис. 18. Схема расположения обмоток квазипостоянных и ВЧ полей на установке РТ-2.

Естественно, что прежде всего измерялась глубина проникновения ВЧ поля в плазму. В этих измерениях, как обычно, использовался метод магнитных зондов. Здесь наблюдалась аномальная глубина проникновения, также не описываемая существующими теориями. При этом с увеличением квазипостоянного продольного поля H_z наблюдается возрастание ВЧ поля в центре камеры. Такой же эффект имеет место при уменьшении начального давления газа.

Высокочастотный ток в плазме практически не зависел от сорта газа (исследования проводились на водороде, гелии и ксеноне) и начального давления и был равен $\sim 2,2$ ка, что соответствовало напряженности магнитного поля на границе плазменного шнура ~ 150 э. До давления $p_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ тор скин-слой мало отличается от классического. При $p_0 < 2 \cdot 10^{-3}$ тор скин-слой аномальный (не в общепринятом значении этого слова).

Что касается устойчивости плазмы, то здесь следует указать, что наблюдались колебания как в ультракоротковолновом диапазоне частот 200—500 Мгц, так и в диапазоне сравнительно низких частот 10—45 кгц.

При этом высокий уровень СВЧ колебаний наблюдается только в начальной стадии разряда при нарастании тока в плазме. Примерно через 300 мксек после начала разряда уровень колебаний падает и становится примерно на порядок ниже, чем в начале импульса ВЧ тока. Плотность плазмы в скин-слое, соответствующая максимальному уровню СВЧ колебаний, $\approx 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Частота ионно-звуковых колебаний при этом (эти эксперименты велись на гелии) составляла

$$f = \frac{\omega_{pi}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{M}} = 450 \cdot 10^6 \text{ гц.}$$

Так как максимум спектра СВЧ колебаний лежит именно в этой области, можно утверждать, что здесь имеют место ионно-звуковые колебания.

Уровень этих колебаний сильно падает по мере развития разряда и в установившемся режиме относительно мал. Наличием ионно-звуковых колебаний авторы этих исследований объясняют наблюдающийся в экспериментах, казалось бы, слишком интенсивный нагрев ионов и зависимость температуры ионов от массы. Средняя температура ионов относительно высока — несколько десятков электрон-вольт, что сравнимо с температурой электронов. При этом ионы тяжелых газов нагреваются до более высоких температур, примерно пропорционально корню квадратному из массы иона.

Авторы считают, что столь быстрый нагрев ионов и наблюдающаяся зависимость температуры от массы происходит из-за возникновения в самом начале развития разряда ионно-звуковой неустойчивости, так как наблюдаемое время разогрева ионов во много раз меньше того, которое необходимо для того, чтобы нагрев осуществлялся механизмом кулоновских столкновений. Это время нагрева составляет несколько микросекунд. Такой аномально быстрый разогрев ионов ограничивает энергетическое время жизни ионов. Здесь, так же как и в других описанных выше системах высокочастотного удержания и динамической стабилизации, перегрев ограничивает возможности достаточно длительного существования термоизолированной плазмы. Различие только в том, что в системах такого комбинированного типа, т. е. с сильным продольным квазипостоянным магнитным полем, по-видимому, имеет место аномально быстрый разогрев. Это связано с возможностью возникновения резонансных явлений, в то время как в системах, описанных раньше, времена перегрева укладываются в рамки представлений о нагреве обычным механизмом кулоновских столкновений.

К вопросу о динамической стабилизации неустойчивостей МГД-типа можно подойти с несколько более общих позиций. До сих пор фактически рассматривалось взаимодействие магнитных полей, например, поля прямого тока и некоторого стабилизирующего поля, продольного или поперечного. При этом одно из этих полей было полем высокой частоты с частотой, сравнимой с собственной МГД-частотой всей плазмы.

В принципе, казалось бы, что эффект динамической стабилизации будет иметь место при периодическом изменении, с соответствующей частотой любого из основных параметров, характеризующих состояние плазмы, например, плотности, давления, изменения радиуса или формы сечения (см., например, ⁴⁰).

В конечном счете эти колебания вызываются действием приложенного ВЧ поля. Однако непосредственное воздействие на устойчивость оказывают колебания других величин.

В качестве примера приведем результаты исследований, проводившихся на установке «Голоскоп», на которой изучались устойчивые режимы в тороидальной системе, при наличии комбинированного тока (квазипостоянного + высокочастотного) в квазипостоянном продольном магнитном поле ^{34, 56}. Величины полей и токов изменялись в пределах: продольное поле H_z от 0,2 до 2 кэ, квазипостоянный ток от 2 до 10 ка и ВЧ ток от 0,2 (режим предварительной ионизации) до 6 ка. Эксперименты проводились на тороидальной разрядной камере из кварца с малым диаметром 6,2 см и большим 60 см. Камера помещалась в медный кожух с разрезом, с внутренним диаметром 7,5 см. В качестве рабочего газа использовался водород с начальным давлением $2 \cdot 10^{-3}$ тор. Средняя концентрация заряженных частиц по сечению плазменного шнура, измеренная различными методами в широком диапазоне изменения полей и токов, составляла $\approx 2-3 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

При протекании через плазму только одного квазипостоянного тока наблюдалась явно выраженная неустойчивость моды $m = 1$, когда не выполнялось условие ^{4, 3}. Это, в общем, тривиальный результат. Однако при включении вместе с постоянным высокочастотного поля при определенных значениях коэффициента модуляции тока $\alpha = \tilde{J}/\bar{J}$ наблюдался переход в устойчивый режим. При этом исчезают колебания на осциллограммах, фиксирующих показания магнитных зондов, на показаниях отраженного сигнала 2-мм интерферометра и на показаниях сигналов ФЭУ, регистрирующих интенсивность свечений линий H_β и примесей.

Кроме того, обнаружено, что в устойчивом режиме заметно повышается температура плазмы. Так, в неустойчивом режиме $T_e \approx 5-10$ эв, причем наблюдаются резкие скачки диамагнитного сигнала, что говорит о быстром охлаждении плазмы. В устойчивых режимах температура плазмы, измеренная по диамагнитному эффекту и по интенсивности спектральных линий, достигала $\sim 25-100$ эв. Время существования такого устойчивого режима в этих экспериментах составляло несколько микросекунд, т. е. примерно такое же, как и во всех экспериментах, описанных выше.

Конечно, и здесь это время можно связать с перегревом плазмы и так же можно надеяться, что оно возрастает с ростом температуры, т. е. с ростом мощности источника высокой частоты.

Сам факт перехода в устойчивый режим в этой системе ее авторы связывают с радиальными колебаниями плазменного шнура, обусловленными колебаниями магнитного давления поля высокочастотной составляющей плазменного тока.

Однако было бы преждевременным высказывать здесь сколько-нибудь определенное суждение. Для этого необходимы дополнительные экспериментальные и теоретические исследования.

На этом мы закончим рассмотрение существующих систем динамической стабилизации. Что же касается работ зарубежных коллег, то, чтобы не слишком раздувать объем настоящего обзора, сошлемся на недавно выпшедшую обзорную статью Берге⁵⁷ и материалы конференции «Feedback and Dynamical Control of Plasmas» (см. ⁴⁹), в которых приведена подробная библиография.

Как в обзоре Берге, так и в материалах сборника основное внимание уделено теоретическому рассмотрению различных предложений на тему динамической стабилизации. Экспериментальных исследований в развитие этих предложений явно недостаточно для того, чтобы можно было сделать какие бы то ни было выводы. Выше указывалось, на основании имеющегося опыта, что теоретическое рассмотрение того или иного варианта может быть только исходным пунктом для постановки эксперимента и не более. Выводы же могут быть сделаны только на основании анализа достаточно надежных результатов экспериментальных исследований, причем нужно быть готовым к тому, что от исходных предположений мало что останется.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Автор надеется, что изложенные здесь результаты и соображения привлекут внимание к исследованиям в этом чрезвычайно интересном, хотя и во многом еще непонятном разделе физики плазмы.

Ясно одно, что динамические методы оказываются достаточно эффективными как в системах удержания, так и в системах стабилизации горячей плазмы. Рассмотренные здесь варианты этих методов и приведенные результаты экспериментальных исследований, по мнению автора, достаточно убедительны для того, чтобы можно было сделать некоторые определенные выводы.

Динамические методы удержания плазмы. Примером применения такого метода является рассмотренная здесь система «бегущая волна». Конфигурация магнитного поля в этой системе такова, что поле всюду возрастает к периферии, причем показано, что в таком поле плазма может находиться в состоянии устойчивого равновесия.

Конечно, в принципе, могут быть найдены и другие, может быть, более совершенные системы с использованием динамических методов удержания плазмы. Применение с этой целью ВЧ полей открывает возможности, практически недостижимые для постоянных или квазипостоянных полей. Здесь можно изменять геометрию поля во времени. Тем самым появляется как бы еще одна степень свободы, которой можно управлять. Поэтому следует пытаться искать такие решения, в которых эти преимущества используются более полно.

Что же касается систем динамической стабилизации плазмы, то и здесь можно утверждать, что представленный материал явно указывает на реальную возможность осуществления устройств, в основу которых положены эти принципы. Во всех рассмотренных системах такого рода (динамическая стабилизация продольными ВЧ полями, стабилизация систем с помощью ВЧ составляющей продольного тока) виден явно выраженный эффект стабилизации МГД-неустойчивостей. В некоторых случаях стабилизирующее воздействие оказывается более сильным, чем этого можно было бы ожидать, исходя из критериев, полученных из анализа стационарных систем.

Для согласования результатов экспериментов с выводами теории, необходимы дополнительные исследования, как теоретические, так и экспериментальные.

В последние годы в печати появилось много работ на эту тему, причем эти работы в основном теоретические. Конечно, развитие экспериментальных исследований здесь сопровождается значительными техническими трудностями, может быть, большими, чем в других областях физики плазмы. Положение осложняется еще и тем, что существенный прогресс возможен только при значительном по сравнению с существующими увеличении мощности ВЧ установок.

Как это указывалось выше, время удержания плазмы и время существования устойчивого состояния плазмы в системах динамической стабилизации и ВЧ удержания плазмы ограничивается временем «перегрева». Это время в свою очередь определяется температурой плазмы. Каков характер этой зависимости, должен определить эксперимент. Если проводимость определяется кулоновскими столкновениями, время «перегрева» должно резко возрастать с температурой. До сих пор исследования проводились с устройствами, в которых температура была слишком низкой, поэтому время перегрева ограничивалось несколькими микросекундами. Более высокие температуры достигались при работе на затухающих контурах, но там время существования ограничивалось временем затухания, которое также составляло несколько микросекунд.

Для того чтобы выйти из этого «прокрустово ложа» нескольких микросекунд, необходимо по крайней мере на порядок увеличить мощность генератора, работающего в непрерывном режиме, т. е. довести ее до 500—1000 Мвт.

Только тогда можно будет надежно установить, чем именно определяется время существования — перегревом или развитием неустойчивости того или иного типа, а также каков механизм нагрева? Имеются ли аномальности в поглощении плазмой мощности?

Существующие технические возможности позволяют реализовать такие устройства без каких-либо принципиальных трудностей. Преодоление неизбежно возникающих здесь технических трудностей, конечно, потребуют определенного инженерного искусства.

Что же касается дальнейших перспектив этого направления, с конечной целью осуществления такими путями реакции управляемого термоядерного синтеза с положительным энергетическим выходом, то для этого существующих возможностей, конечно, недостаточно. По сути, в этом смысле дело сводится к тому, удастся ли создать радиотехнические контуры в диапазоне частот несколько мегагерц с добротностью $Q = 10^7 - 10^8$. Это основной принципиальный вопрос, отличающий рассматриваемые здесь методы от других, существующих в настоящее время.

Однако в наш век научно-технической революции темпы технического прогресса таковы, что новые инженерные возможности осуществления тех или иных физических идей зачастую перегоняют темпы чисто физических исследований. Поэтому мы надеемся, что ко времени, когда будет внесена достаточная ясность в физическую картину явлений и вместе с тем появится уверенность в возможности реализации какого-то из вариантов динамического метода удержания или стабилизации плазмы, появятся и технические возможности его осуществления. В этом отношении положение здесь вряд ли много хуже, чем в любом другом из направлений, которые развиваются в настоящее время.

Удержание плазмы полями высокой частоты может обернуться еще одним весьма важным преимуществом. Если возможность использования в проблеме термоядерного синтеза реакции $D - D$ лимитируется магнитным излучением электронов, то при ВЧ удержании это ограничение снимается, так как из-за сильно выраженного скин-эффекта в основном объеме, занятом плазмой, магнитного поля нет.

Конечно, сегодня реакция DD, да¹ еще на ВЧ полях, выглядит чистойшей фантазией — хватает с избытком трудностей и для реакции DT, но совершенно не исключено, что когда-нибудь это обстоятельство может оказаться решающим.

В заключение выражаю благодарность И. А. Попову и В. И. Синицыну за помощь при составлении настоящего обзора.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Осовец, АЭ 15, 283 (1963).
2. С. М. Осовец, сборник «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. 4, М., Атомиздат, 1958, стр. 3.
3. С. Н. Бреус, В. Н. Курдюмов, Сборник аннотаций докладов на Международной конференции в Дубне, М., 1969, стр. 74.
4. С. Н. Бреус, Канд. диссертация (1970).
5. R. V. Halland, R. A. Gerwin, Phys. Rev. A3, 1151 (1971).
6. В. С. Имшенник и др., Сборник докладов II Рижской конференции по магнитной гидродинамике, 1966.
7. В. С. Имшенник и др., Nucl. Fusion 9, 307 (1969).
8. С. Н. Бреус, В. Н. Курдюмов, ДАН СССР 181, 317 (1968).
9. С. Н. Бреус, В. Н. Курдюмов, Nucl. Fusion 9, 107 (1969).
10. Н. А. Борзунов и др., ДАН СССР 152, 581 (1963).
11. С. М. Осовец, сборник², т. 3, стр. 196.
12. В. Г. Андреев, и др., доклад на конференции в Зальцбурге, NC 10/250 (1961).
13. С. Н. Бреус и др., доклад на конференции в Калхэме, CN 2/219 (1966), стр. 537.
14. Г. Б. Левадный и др., Сборник докладов на конференции в Сакле, т. 4, 1968, стр. 1147.
15. Н. А. Борзунов и др., Труды конференции в Новосибирске, т. 2, Вена, 1969, стр. 497.
16. С. М. Осовец, И. А. Попов, Сборник докладов на конференции в Дубне, 1969, стр. 87.
17. М. Л. Левин, К. В. Ходатаев, Труды конференции в Новосибирске, т. 2, Вена, 1969, стр. 461.
18. К. В. Ходатаев и др., Nucl. Fusion 10, 37 (1970).
19. С. Н. Бреус, В. Н. Курдюмов, сборник^{1а}, стр. 74.
20. В. Н. Старкова, ЖТФ 39, 1405 (1969).
21. В. Н. Старкова, ДАН СССР 190, 80 (1970).
22. С. М. Осовец, ЖЭТФ 39, 311 (1960).
23. E. S. Weibel, Phys. Fluids 3, 946 (1960).
24. В. Д. Шафранов, 5, 38 (1956).
25. П. Л. Капица, ЖЭТФ 21, 588 (1951).
26. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика, М., «Наука», 1973.
27. В. С. Джефриз, Методы математической физики, т. 3.
28. Н. А. Бобырев, О. Н. Федянин, ЖЭТФ 32, 823 (1962).
29. Н. А. Бобырев, О. Н. Федянин, ЖЭТФ 33, 1187 (1963).
30. М. Г. Никулин, ЖТФ 39 (1969).
31. Н. А. Бобырев, ЖТФ 36, 427 (1966).
32. Н. А. Бобырев, ЖТФ 39 (1969).
33. Л. В. Дубовой, В. П. Гордиенко, И. М. Ройфе, ЖЭТФ 54, 345 (1968).
34. И. М. Ройфе, П. Г. Петров, С. П. Яковлев, ЖТФ 35, 259 (1965).
35. М. Л. Левин, М. С. Рабинович, ЖТФ 33, 164 (1963).
36. М. Г. Никулин, ЖТФ 39, 728 (1969).
37. М. Г. Никулин, ПМТФ, № 2, 28 (1969).
38. М. Г. Никулин, ПМТФ, № 1, 24 (1970).
39. G. Verge, сборник¹⁷, стр. 483.
40. G. Verge, Phys. Fluids 13, 1031 (1970).
41. С. М. Осовец, В. И. Синицын, ЖЭТФ 48, 1071 (1965).
42. Е. И. Павлов, В. И. Синицын, ЖЭТФ 51, 87 (1966).
43. Д. В. Орловский, С. М. Осовец, В. И. Синицын, доклад на конференции в Калхэме, NCN 24/136 (1965).

44. Ю. Г. Прохоров, ДАН СССР 134, 1058 (1960).
 45. С. М. Осовец, сборник², т. 3, стр. 165.
 46. Д. В. Орлинский, АЭ 18, 242 (1965).
 47. Д. В. Орлинский, ЖТФ 40, 113 (1970).
 48. Д. В. Орлинский, В. Е. Морозов, *ibid.*, стр. 987.
 49. J. A. Phyllips et al., сборник «Feedback and Dynamical Control of Plasmas», v. 1, N.Y., 1970, p. 274.
 50. E. G. Haggis, Phys. Fluids 5, 1057 (1962).
 51. С. М. Осовец, Е. И. Павлов, В. И. Спницын, ЖЭТФ 64, 1228 (1973).
 52. М. Г. Никулин, ПМТФ, № 4, 112 (1965).
 53. Р. А. Демирханов, сборник¹⁴, т. 3, стр. 809; Т. И. Гудкин, С. Н. Лозовский, Г. И. Болеславская, Nuclear Fusion 8, 109 (1968).
 54. Р. А. Демирханов, Т. И. Гудкин, С. Н. Лозовский, ЖЭТФ 53, 1690 (1967); Р. А. Демирханов, Г. Л. Хорасанов, И. К. Сидорова, сборник¹⁷, стр. 449; Р. А. Демирханов и др., сборник¹⁸, стр. 74.
 55. Р. А. Демирханов, и др., Plasma Phys. 10, 444 (1968).
 56. А. Б. Андрезени др., ЖТФ 36, 294 (1966); И. М. Ройфе, М. А. Васильевский, сборник¹⁷, стр. 477; М. А. Васильевский, И. М. Ройфе, Е. В. Середенко, *ibid.*, т. 1, стр. 305.
 57. G. Verge, Nucl. Fusion 12, 99 (1972).
-