

Ордена Ленина

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

ИАЭ-3073

84 490 4450

Н. Н. Бревнов, В. Ф. Денисов, В. Г. Жуковский,  
Е. С. Никулин, А. С. Савелов, В. В. Хилиль.

# **Некоторые методы диагностики плазмы в токамаках некруглого сечения с диверторами**

Москва 1978

ОРДЕНА ЛЕНИНА  
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И. В. КУРЧАТОВА

Н. Н. Бревнов, В. Ф. Денисов, В. Г. Жуковский,  
Е. С. Никулин, А. С. Савелов, В. В. Хилиль

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ  
В ТОКАМАКАХ НЕКРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ  
С ДИВЕРТОРАМИ

Москва

1978.

**Ключевые слова:** диагностика, токамак, вытянутое сечение, дивертор.

В работе рассмотрены методы диагностики плазмы, применяющиеся на установке Т-12 - перстеньковом токамаке с двумя полоидальными диверторами. Плотность плазмы в установке измеряется многоканальными СВЧ-интерферометрами с "наклонным" зондированием плазмы. Вдоль большой оси сечения плазмы предполагается измерение плотности плазмы лазерным интерферометром с конкуренцией мод (КРИОП). Измерена плотность плазмы в диверторном канале. СВЧ-интерферометром "на отражение" исследованы положение, движение и устойчивость граничной (диверторной) поверхности плазмы. Рассмотрены различные методы измерения скорости движения плазмы в диверторном канале. Экспериментально исследованы "шумы" измерительного канала методики "двух пучков", позволяющей измерять полоидальные магнитные поля в плазме.

## Введение

Широкие исследования токамаков с вытянутым поперечным сечением плазменного шнура связаны с возможностью, по крайней мере принципиальной, получения более высоких параметров плазмы по сравнению с реактором на основе обычного токамака. Эти исследования проводятся на установках Т-9, *DIVA*, *Tosca*, *TNT*, Т-8, Т-12, *DIII*, *ASDEX*, *PDX*. Задача перстеньковых токамаков - экспериментальное доказательство возможности реализации заложенных в них преимуществ, что требует проведения достаточно точных измерений параметров плазмы с учетом специфики вытянутых систем.

Важной проблемой создания термоядерного реактора является эрозия первой стенки в результате катодного распыления под действием бомбардировки потоком частиц плазмы. Для защиты первой стенки предполагается использование дивертора. Первоначально считалось, что использование дивертора позволит существенно уменьшить величину потока плазмы на стенки камеры и количество примесей, поступающих со стенок в плазму. В последнее время выявился еще один аспект работы дивертора: как "откачного" устройства для плазмы, создающего стационарный режим работы термоядерного реактора при инжекции в него быстрых частиц. Вопросы работы дивертора будут исследоваться на токамаках с диверторами: Т-12, Т0-2, *DIVA*, *DITE*, *ASDEX*, *PDX*, *TB-0*.

В работе описаны методики, которые применяются в настоящее время и будут применены в дальнейшем на установке Т-12 - перстеньковом токамаке с двумя полоидальными диверторами (см. А. Б. Бортников и др. Препринт ИАЭ-2772. М., 1977).

Общая направленность методик - измерение параметров плазмы в токамаках с вытянутым поперечным сечением плазменного шнура и выяснение эффективности работы полоидального дивертора и его влияния на параметры плазмы. Рассмотрены вопросы измерения плотности плазмы, потоков плазмы в дивертор, величины и направления полоидального магнитного поля и поведения примесей в пространстве и во времени.

Чтобы найти распределение плотности плазмы из измерений сдвигов фаз зондирующих сигналов, необходимо решить обратную, некорректную задачу восстановления пространст-

венного распределения плотности плазмы. В системах с вытянутым сечением плазменного шнура дело существенно усложняется по сравнению с обычными токамаками. Принципиальное отличие связано с тем, что задача становится двумерной и для ее решения неприменимы методы, обычно используемые в традиционных токамаках. Более общая постановка вопроса приводит к необходимости использования дополнительной информации, которую на Т-12 можно получить за счет создания наклонных каналов зондирования плазмы. Экспериментальные данные о распределении плотности плазмы предполагается получить из детальных измерений распределения разности фаз зондирующих сигналов многоканальными СВЧ-интерферометрами. В первой главе, над которой работали Н. Н. Бревнов, В. Ф. Денисов, В. Г. Жуковский, В. В. Хилиль, описан СВЧ-комплекс из трех интерферометров, отличающийся от аналогичных систем наличием наклонных каналов зондирования плазмы и возможностью оперативного подключения различных каналов.

При измерениях по вертикали ввиду большой плотности и больших размеров плазмы заметное влияние на точность измерений сдвигов фаз может оказать рефракция. Радикальным способом борьбы с рефракцией является переход на более короткие длины волн зондирующего излучения. Во второй главе А. С. Савеловым и Е. С. Никулиным описан лазерный интерферометр на длине волны  $\lambda \approx 3,39$  мкм, который будет применен на Т-12 для измерений плотности плазмы в вертикальном направлении.

В третьей главе Н. Н. Бревновым и В. Г. Жуковским рассмотрена СВЧ-диагностика плазмы диверторного слоя. Описаны измерения плотности плазмы в диверторном канале и толщины диверторного слоя  $n_g \cdot d$ , а также скорости движения плазмы в дивертор  $V_g$ . Знание этих величин дает возможность определить потоки плазмы, выходящей в дивертор и сделать заключение об эффективности работы дивертора. С помощью измерения фазы отраженных от плазмы волн рассмотрено поведение поверхностного (диверторного) слоя плазменного шнура, его устойчивость.

Для выяснения влияния дивертора на количество примесей и их поведение в плазме особенно важны методы, позволяющие локально измерить распределение примесей по сечению плазменного шнура. В четвертой главе В. Г. Жуковским представлен метод "двух пучков" для локального определения плотности плазмы, величины и направления поперечного магнитного поля и динамики примесей в пространстве и во времени. Метод основан на нелинейном взаимодействии двух пучков субмиллиметровых волн, пересекающихся в некоторой области внутри плазмы и возбуждающих потенциальные колебания. Экспериментально исследованы "шумы" измерительного канала методики.

Краткий обзор методов, применяемых в традиционных токамаках для нахождения функции распределения концентрации электронов, дан в приложении, где рассмотрены следствия, которые могут быть использованы в токамаках с некруглым сечением плазменного шнура.

## Глава 1. СВЧ-ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ПЕРСТЕНЬКОВОМ ТОКАМАКЕ Т-12

---

Измерение распределения плотности плазмы на установке Т-12 проводится с помощью экспериментального СВЧ-комплекса. Принципиальная особенность систем с вытянутым поперечным сечением плазменного шнура - двумерность задачи восстановления плотности плазмы из измерений сдвигов фаз СВЧ-сигналов, прошедших через плазму. Это выдвигает проблему получения дополнительной информации, которая решается путем создания наклонных каналов зондирования плазмы. Особенности перстеньковых токамаков является также большая плотность плазмы, значительный размер плазмы в вертикальном направлении, наличие быстрых колебаний плотности плазмы в неустойчивых режимах [1].

Высокая плотность плазмы в сочетании с большой длиной пути луча в вертикальном направлении приводят к тому, что влияние рефракции на измерение разности фаз может стать значительным. Для борьбы с рефракцией при измерениях по вертикали используется субмиллиметровый диапазон длин волн ( $\lambda = 0,85$  мм). Более высокая плотность плазмы потребовала разработки аналоговых преобразователей фаза-напряжение с расширенными пределами однозначного отсчета фазы при достаточно высоком временном разрешении.

Наличие быстрых колебаний плотности плазмы может вызвать "сбои" электронных схем преобразователей. Для экспериментального исследования этих процессов и создания схем с повышенным быстродействием и помехозащищенностью был разработан широкополосный преобразователь частота - напряжение.

### СВЧ - схема измерений

Для измерения распределения плотности плазмы по высоте сечения плазменного шнура применяется семиканальная система вводов, расположенных на расстоянии 30 мм друг от друга (рис. 1,а). Каждый ввод состоит из двух антенн размером 10x24x120 мм,

расположенных в горизонтальной плоскости в разрезе кожуха. Используется двойное прохождение СВЧ-сигнала через плазму с отражением от вертикального зеркала, стоящего в разрезе кожуха на внутренней поверхности вакуумной камеры. Вакуумное уплотнение всех СВЧ-вводов производится через слюду с уплотнением на индии.

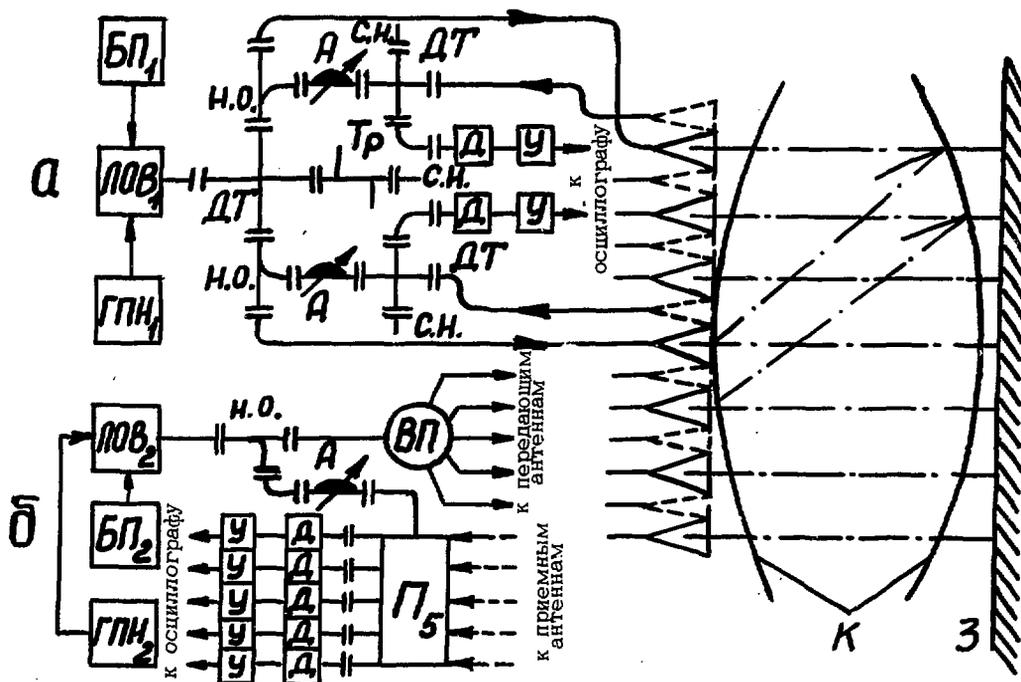


Рис. 1. Схематическое изображение семиканальной системы СВЧ-вводов установки Т-12 (---- - приемные антенны, расположенные в горизонтальных плоскостях рядом с передающими антеннами): а - двухканальный мониторный интерферометр; б - пятиканальный интерферометр с переключением каналов (ВП - волноводный переключатель, П<sub>5</sub> - пятиканальная плата интерферометров из сверхразмерных волноводов, К - сечение медного кожуха установки, З - металлическое зеркало для получения отраженных лучей)

Для образования наклонных каналов используется отражение от вогнутой внутренней поверхности кожуха. Отраженный сигнал может приниматься различными антеннами, что обеспечивает разные углы просвечивания плазмы. Геометрия кожуха позволяет создать следующие углы просвечивания: 10, 20, 30 и 40°.

Измерение распределения сдвигов фаз СВЧ-сигналов, просвечивающих плазму в вертикальном направлении, производится при помощи трех антенн, расположенных на расстоянии 35 мм друг от друга. Размер антенн 15x24x120 мм, расстояние по вертикали 515 мм. Для более детального исследования распределения плотности плазмы в горизон-

тальном направлении используются подвижные антенные вводы, которые позволяют исследовать распределение плотности плазмы вплоть до стенок кожуха. Фокусировка излучения осуществляется при помощи эллиптических металлических зеркал, одетых на пирамидальные рупора. "Излучающая точка" каждого рупора помещается в один из фокусов эллипса, вторые фокусы совмещаются с осью плазмы [2] .

Принципиальная схема СВЧ-части прибора приведена на рис. 1. Схема позволяет проводить одновременные измерения по трем горизонтальным каналам. Первый генератор ЛОВ<sub>1</sub> питает два мониторинговых канала (см. рис. 1,а), один из которых зондирует плазму в экваториальной плоскости.

Схема, представленная на рис. 1,б, предназначена для измерений по одному горизонтальному каналу с оперативным подключением различных каналов. Схема позволяет также проводить одновременные измерения по нескольким наклонным каналам. Для этого используется передающая антенна одного из каналов, а сигналы, отраженные от вогнутой поверхности кожуха, принимаются приемными антеннами других каналов. Такая схема выбрана потому, что, как показала практика, обеспечить одновременную надежную работу большого числа каналов при существующих мощностях ЛОВ затруднительно. Кроме того, используемые многоканальные платы интерферометров из волноводов большого сечения обладают тем существенным недостатком, что отдельные интерферометры в них сильно влияют друг на друга. Чтобы избежать влияния, на платы подается только общий опорный сигнал. Нежелательное взаимодействие между каналами в камере устраняется выбором различных частот генераторов ЛОВ<sub>1</sub> и ЛОВ<sub>2</sub>.

Для измерений в вертикальном направлении используется третий генератор ЛОВ<sub>3</sub> с  $\lambda = 0,85$  мм. Измерения проводятся одновременно по двум каналам – мониторинговому и подвижному. Интерферометры собраны из волноводов сечением 3,4 x 7,2 мм (на рис.1 не показаны).

Высоковольтное питание генераторов осуществляется от двухканального стабилизированного источника с  $U \leq 6$  кВ и  $I \leq 300$  мА. Накалы ламп питаются от стабилизированного источника тока. Конструктивно блоки питания ЛОВ<sub>2</sub> с волноводным переключателем и ЛОВ<sub>3</sub> с электромагнитом смонтированы в двух стойках "Вишня" и расположены в пультовой установке. Мониторные интерферометры и обе платы интерферометров с детекторами и широкополосными усилителями расположены в стальном шкафу вблизи установки. Для уменьшения влияния наводок ЛОВ<sub>1</sub> помещена в медный ящик.

#### Описание электронных блоков

#### и принципов измерений

Практика показывает, что большей точности измерения фазового сдвига электромагнитной волны, прошедшей через плазму, и лучшей помехозащищенности аппаратуры можно

добиться при использовании методов, основанных на переносе измеряемой разности фаз на промежуточную частоту. В рассматриваемом экспериментальном комплексе перенос фазы осуществляется в процессе гомодинного преобразования частоты путем подачи на управляющий электрод СВЧ-генератора колебаний пилообразной формы с частотой 2 МГц. Предварительное усиление сигнала, образующегося на выходе смесителя, производится усилителем УПШ-130, расположенным в непосредственной близости от волноводной системы. Коэффициент усиления усилителя около 50, полоса пропускаемых частот 130 МГц, что обеспечивает воспроизведение сигнала преобразования со всеми его гармониками. Далее сигнал по согласованному кабелю поступает в пульттовую, где находятся основные электронные блоки комплекса. Блоки выполнены полностью на транзисторах и интегральных микросхемах, размещены в стандартных кожухах КБЧ1 и состоят из широкополосных полосовых усилителей (УШП) и преобразователей фаза - напряжение (ПФН).

Блок УШП содержит двухкаскадный широкополосный усилитель с полосой 20 МГц и коэффициентом усиления 100, а также полосовой каскад, настроенный на 2 МГц, с коэффициентом усиления  $5 \cdot 10^3$  и полосой пропускания 700 КГц. Широкополосные каскады имеют отдельный выход, и сигнал, образующийся на выходе смесителя, может без искажения формы просматриваться на экране осциллографа в процессе настройки аппаратуры и при контроле режима преобразования. Частотная селекция первой гармоники частоты модуляции, несущей в себе информацию о концентрации плазмы, осуществляется избирательной системой полосового каскада, представляющей собой комбинацию параллельного и последовательного контуров, что позволяет при сохранении достаточно широкой полосы пропускания более эффективно отстраиваться от мешающих гармоник. Особенностью рассматриваемого тракта промежуточной частоты является использование для усиления сигналов каскадов, обладающих ограничительными свойствами. Это дает возможность при большой величине напряжения первой гармоники вводить последние каскады УШП в режим симметричного ограничения, что положительно сказывается на помехоустойчивости аппаратуры.

Обработка сигналов промежуточной частоты с целью выделения информации о концентрации плазмы производится преобразователями фаза - напряжение ПФН с трансформацией фазовых сдвигов путем деления частоты исходных колебаний импульсными делителями частоты. Результат измерений на выходе таких преобразователей представляется в виде напряжения, однозначно связанного с набегом фазы в пределах области, определяемой коэффициентом трансформации фазового сдвига. Преобразователи фазы позволяют одновременно регистрировать изменения концентрации на трех выходах с однозначным отсчетом фаз в различных пределах. Временное разрешение преобразователей составляет 3 мкс при ширине области однозначного счета  $2\pi$ . В случае расширения пределов измерения фазы до  $64\pi$ , разрешение ухудшается и становится равным 50 мкс.

Модулятором, необходимым для осуществления гомодинного преобразования, является генератор пилообразного напряжения (ГПН, на рис.1). Формирование прямого хода "пилы" в нем производится путем линейного заряда емкости от транзисторного генератора тока с высокоомным выходом, что обеспечивает более эффективное использование питающего напряжения. Разряд емкости происходит через ключевой элемент, открываемый на время обратного хода, импульсами, сформированными из синусоидальных колебаний задающего генератора, которые используются также в качестве опорных при регистрации изменений фазового сдвига. Длительность обратного хода составляет приблизительно 1/10 часть от периода генерируемых колебаний. Для передачи пилообразных колебаний по согласованному кабелю с волновым сопротивлением 150 Ом к ЛОВ, находящейся на расстоянии нескольких метров от пультавой, ГПН имеет мощный выходной каскад. Максимальный размах "пилы" достигает 20-22 В, что делает возможным использование ГПН и при настройке аппаратуры для выбора нужного участка генерации ЛОВ. На случай пробоя ЛОВ в ГПН введено устройство защиты, препятствующее проникновению на выходной каскад генератора напряжения, превышающего безопасный уровень.

При изучении неустойчивых режимов плазменного шнура полезно располагать информацией о мгновенной частоте колебаний, прошедших через плазму. Для получения такой информации в составе рассматриваемого комплекса имеется преобразователь частота - напряжение (ПЧН). Характерной чертой ПЧН является полное отсутствие избирательных цепей, что позволило существенно поднять точность измерения быстрых изменений частоты. Принцип действия ПЧН основан на преобразовании девиации частоты с помощью широкополосной линии задержки в фазовый сдвиг и регистрации этой величины ПФН с широкой области однозначного отсчета  $2\pi$ . При времени задержки 1 мкс ПЧН измеряет отклонения частоты на  $\pm 500$  кГц от среднего значения с временным разрешением 3 мкс.

Глава 2. ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР  
С КОНКУРЕНЦИЕЙ МОД  
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ (КРИОП)

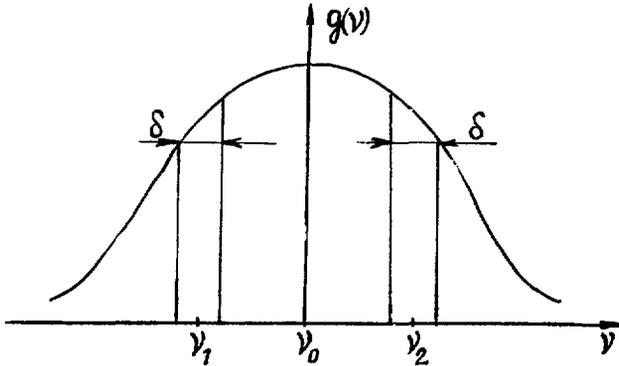
Метод измерения

Получить достаточно полное представление о распределении плотности плазмы в аксиально-несимметричном случае можно, имея измерения по хордам хотя бы в двух направлениях. Техника СВЧ-интерферометрии, примененная в измерениях  $n\ell$  в горизонтальном направлении, при зондировании в вертикальном направлении не вполне приемлема. Действительно, в случае установки Т-12 расстояние между приемной и передающей антеннами увеличивается вдвое при одновременном уменьшении сечения антенн. Это приводит к увеличению размеров луча в районе приемной антенны, а значит и к ухудшению пространственного разрешения. Не следует забывать и об увеличении вклада рефракции на длине волны  $\lambda \approx 2$  мм. Все это приводит к необходимости использования более коротких длин волн, лежащих в видимой или инфракрасной областях спектра для определения  $n\ell$  в вертикальном направлении.

Специально для перстенькового токамака был сконструирован и изготовлен прибор, в основе действия измерительной части которого лежит метод, предложенный для измерения малых оптических плотностей в [3] и впервые реализованный в [4] для измерения  $n\ell$  импульсной плазмы.

Суть метода заключается в использовании явления "мягкой" конкуренции двух соседних продольных мод резонатора лазера, работающего на переходе, близком к одноодноуширенному (рис. 2). В общем случае одноодноуширенного перехода, если длина резонатора  $L$  такова, что для двух соседних мод, расстояние между которыми  $\nu_2 - \nu_1 = \nu_{1,2} = \frac{c}{2}L$  и  $\nu_1 < \nu_0 < \nu_2$ , выполняется условие превышения усиления над потерями, то возможны два режима: "мягкой" и "жесткой" межмодовой конкуренции. В режиме "жесткой" конкуренции генерация будет происходить на той моде, которая

Рис. 2. Контур усиления активной газовой среды в случае однородноуширенного перехода



ближе расположена к центру  $\nu_0$  кривой усиления  $g(\nu)$ . Когда же моды располагаются близко от симметричного относительно  $\nu_0$  положения, осуществляется режим "мягкой" конкуренции в некотором диапазоне  $\delta$ , в пределах которого мощность генерации на одной из мод растет при одновременном падении на другой так, что суммарная мощность не меняется. Лазер на выделенной моде работает в этом случае как линейный амплитудно-частотный дискриминатор, т.е. появляется возможность информацию об изменении частоты перевести в информацию об изменении мощности генерации, и таким образом при наличии сдвига  $\Delta\nu$  собственных частот резонатора имеет место соотношение

$$\Delta P = \Delta\nu \frac{P_m}{\delta} \quad (1)$$

Здесь  $\Delta P$  — изменение мощности генерации на выделенной моде при наличии  $\Delta\nu$ ;  $P_m$  — значение мощности генерации на частоте  $\nu\{\nu_1 + \delta/2; \nu_2 - \delta/2\}$  (см. рис. 2).

Как известно, при распространении излучения в плазме оптический путь изменяется на величину

$$\Delta(n\ell) = 4,46 \cdot 10^{-14} \cdot \tilde{\nu}^2 \cdot n\ell \quad (2)$$

Сдвиг собственных частот резонатора лазера при появлении  $\Delta(n\ell)$  внутри него выражается формулой

$$\Delta\nu = \frac{\Delta(n\ell) \cdot c}{\tilde{\nu} \cdot L} \quad (3)$$

Если в резонатор лазера ввести две четвертьволновые фазовые пластинки, то это приведет к расщеплению каждой из мод резонатора на две взаимно перпендикулярные. Таким образом, одну из "мягко" конкурирующих мод с помощью поляризатора легко выделить в выходном излучении лазера. Поворот же одной фазовой пластинки относительно другой приводит к изменению  $\delta$  [5], а значит и, как следует из формулы (4), чувствительности прибора, что, безусловно, является одним из достоинств методики.

Приравнявая выражения для  $\Delta \nu$  из (1) и (3) и подставляя полученное отсюда  $\Delta(n\ell)$  в (2), получаем выражение для определения электронной концентрации плазмы:

$$n\ell = 1,12 \cdot 10^{13} \frac{\Delta P}{\lambda \cdot P_m} \cdot \frac{\delta}{c/2L} \quad (4)$$

Здесь  $\Delta P$  есть изменение во времени мощности генерации при появлении в резонаторе лазера плазмы, а величина  $K = P_m^{-1} \cdot \delta \cdot (\frac{2L}{c})$  определяется из калибровочной кривой, которая отражает изменение мощности генерации с выделенной поляризацией при линейном сканировании длины резонатора лазера.

Поскольку в приборе используется He - Ne - лазер, переход которого с  $\lambda = 3,39$  мкм является близким к однородноширенному, подстановка значения  $\lambda$  в (4) превращает эту формулу в рабочую

$$n\ell = 3,31 \cdot 10^{16} \cdot K \cdot \Delta P (\text{см}^{-2}) \quad (5)$$

#### П р и н ц и п   с т а б и л и з а ц и и

В условиях экспериментального зала основным препятствием в реализации всех возможностей чувствительных интерферометрических схем, в которых используется лазер, работающий в области длин волн до 10 мкм, является наличие значительных перемещений зеркал резонатора лазера за счет сильных механических и акустических вибраций. И поскольку периоды этих колебаний сравнимы с характерными временами изменения параметров токамачной плазмы, разработанные подходы к стабилизации длины резонатора [6] непригодны, так как появление в резонаторе измерительного лазера плазмы приведет к выработыванию сигнала ошибки в цепи обратной связи. Только применение в системе стабилизации другой длины волн, а точнее, как следует из (2), меньшей по величине, позволит снизить влияние плазмы на ее работу.

Действительно, считая, что основным возмущающим фактором для оптической длины резонатора  $nL$  являются колебания геометрической его длины  $\Delta L$ , можно для  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  написать

$$\begin{cases} \Delta(nL)_1 = n\Delta L - \mathcal{A}n\lambda_1^2 \cdot \ell, \\ \Delta(nL)_2 = n\Delta L - \mathcal{A}n\lambda_2^2 \cdot \ell. \end{cases} \quad (6)$$

Пусть в результате стабилизации оптической длины резонатора по  $\lambda_2$  имеем  $\Delta(nL)_2 = 0$ . Тогда результирующее изменение  $\Delta(nL)_1$  выражается следующим образом:

$$\Delta(nL) = -4,46 \cdot 10^{-14} \cdot n\ell \cdot (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)$$

и рабочая формула (5) для  $\lambda_2 = 0,63$  мкм принимает вид

$$n\ell = 3,42 \cdot K \cdot \Delta P (\text{см}^{-2}).$$

Подобная же идея, разработанная для трехзеркального интерферометра со слабой связью между его резонаторами, изложена в монографии [7]. Схемные решения систем стабилизации имеют, однако, мало общего.

### Описание прибора

Экспериментальный прибор состоит из измерительной части и системы стабилизации, принципиальная схема которых и расположение основных элементов показаны на рис. 3.

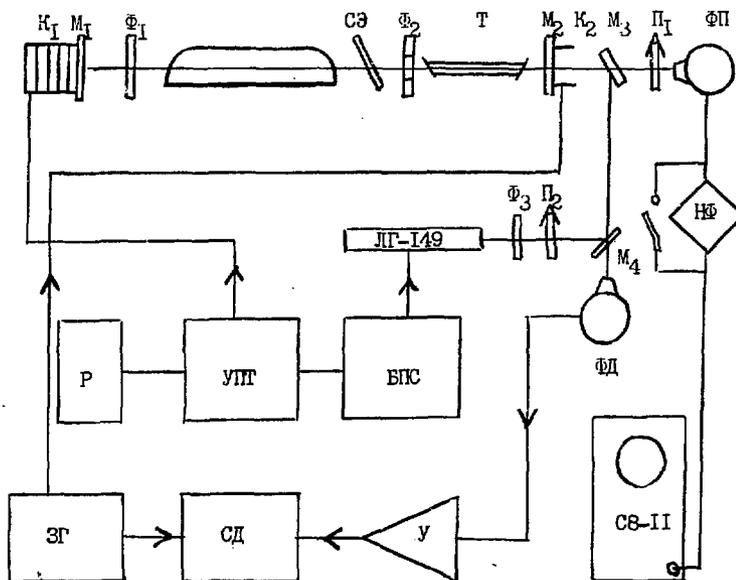


Рис. 3. Принципиальная схема диагностического прибора

Резонатор измерительного лазера образован зеркалами  $M_1$  ( $R = 90\%$ ) и  $M_2$  ( $R = 42\%$ ), наклеенными на пьезокерамические элементы  $K_1$ ,  $K_2$  соответственно. Фазовые четверть-волновые пластинки  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  необходимы для снятия вырождения спектра мод резонатора по поляризациям. Вращением пластинки  $\Phi_1$  относительно  $\Phi_2$  осуществляется перестройка диапазона двухмодовой конкуренции  $\delta$ , а значит и чувствительности прибора.

Фотоприемник инфракрасного излучения  $\Phi\Pi$  регистрирует изменение мощности излучения, выделяемой поляризатором  $\Pi_1$  моды.

Лазер ЛГ-149 входит в систему стабилизации в качестве опорного. Его излучение, паспортная стабильность которого не хуже  $10^{-8}$ , заводится с помощью алюминированного зеркала  $M_4$  ( $R = 30\%$ ) и германиевого зеркала  $M_3$  ( $R = 95\%$ ) в резонатор  $M_1 M_2$ . Отраженное от зеркал резонатора измерительного лазера излучение с  $\lambda = 0,63$  мкм падает на фотоприемник ФД (типа ФЭУ-88).

При повороте согласующего элемента СЭ вокруг оси, перпендикулярной оси резонатора, различным образом осуществляется изменение оптической длины резонатора для волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Таким образом согласуется работа системы стабилизации и измерительного лазера.

Все вышеназванные оптические элементы размещены на С-образной станине из дюралюминия, подвешенной через многоступенчатую систему амортизаторов к подвижной каретке, передвигающейся по поворотной балке. Каретка дает возможность проводить зондирование плазмы по разным хордам сечения плазменного шнура. Кроме того, поворотная балка и подвижная каретка служат для вывода прибора из зоны измерений при необходимости его настройки и для освобождения диагностических окон установки.

Станина подвешивается на восьми амортизационных шнурах длиной 60 см, соединенных попарно, причем для гашения собственных колебаний шнуров между каждой парой вставлены ленты из пенополиуретина. Одним концом каждая пара крепится через слойный амортизатор из губчатой резины и свинца к станине, другим – к такому же амортизатору на каретке, которая по балке передвигается на колесах с резиновыми шинами (МВС).

Названные пассивные методы виброизоляции привели к снижению уровня относительных колебаний зеркал  $M_1 M_2$  до величины  $\sim 0,1 - 1,0$  мкм, что эквивалентно появлению в резонаторе плазмы с плотностью  $n \gtrsim 10^{14}$  см $^{-3}$ .

Активная система стабилизации действует следующим образом. На входном отверстии экрана фотоприемника ФД образуется интерференционная картина отраженного от резонатора  $M_1 M_2$  излучения с  $\lambda_2$ , интенсивность центра которой и регистрируется ФЭУ-88. Для выделения сигнала ошибки длина резонатора  $M_1 M_2$  сканируется подачей синусоидального напряжения на пьезокерамический элемент  $K_2$  от генератора ЗГ (ГЗ-33). Одновременно с этого же генератора сигнал подается на вход синхронного детектора СД, на другой вход которого приходит сигнал с ФД, усиленный узкополосным усилителем У и несущий информацию об изменении расстояния между зеркалами  $M_1 M_2$ .

Если положение зеркал резонатора соответствует *max* отраженной интерференционной картины, то при сканировании (вблизи от этого положения) с частотой  $\omega$  на СД и ФД придет сигнал с удвоенной частотой  $2\omega$ . В этом случае на выходе СД напряжение отсутствует. В случае отклонения от *max* вправо или влево по склону интерференционной кривой в сигнале будет наблюдаться составляющая с частотой  $\omega$  и фазой, за-

висящей от направления смещения. СД вырабатывает сигнал, амплитуда и полярность которого пропорциональны величине и направлению названного смещения. После прохождения через усилитель постоянного тока (УПТ), выход которого подсоединен к исполнительному элементу системы стабилизации – пьезокерамическому преобразователю  $K_1$ , происходит изменение длины резонатора, т.е. подстройка его частоты.

Работа системы стабилизации иллюстрируется осциллограммой рис. 4. Момент включения системы отмечен стрелкой.

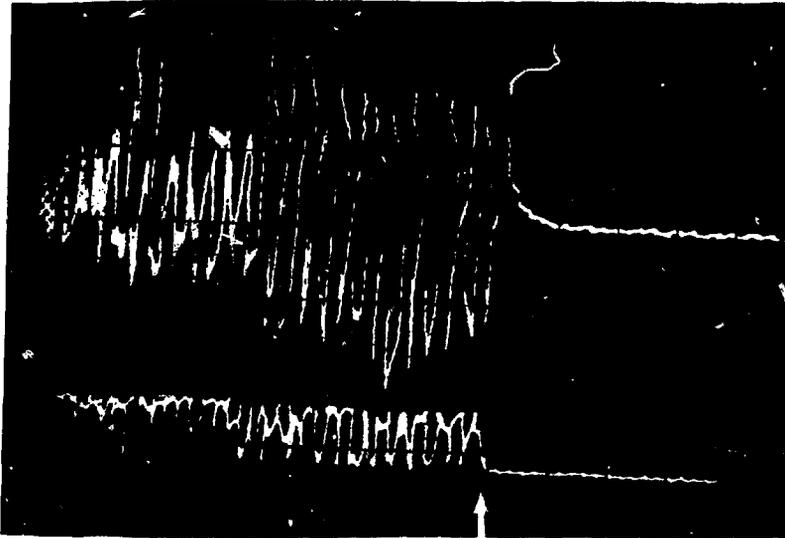


Рис. 4. Осциллограммы сигналов с фотоприемников  
ФП (верхняя) и ФД (нижняя)

Специфика работы прибора при наличии рассеянных магнитных полей требует защиты газоразрядной трубки лазера и ФЭУ. Экраны выполнены из двух слоев Ст. 10, между которыми помещена прослойка из меди. Внешний экран лазерной трубки имеет ребра для отвода тепла.

### Глава 3. СВЧ-ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ДИВЕРТОРНОГО СЛОЯ

---

Важной величиной, характеризующей работу любого диверторного устройства, является поток плазмы, выходящей в дивертор. Для двух осесимметричных диверторов, имеющих в установке Т-12, поток плазмы в дивертор можно представить в виде  $F_g = 4n_g \cdot d \cdot V_g \cdot 2\pi R$ . Здесь  $n_g$  - средняя плотность плазмы в диверторном канале,  $d$  - ширина диверторного слоя,  $V_g$  - скорость движения плазмы в диверторном канале,  $R$  - больший радиус установки. Таким образом, для определения потока плазмы в дивертор необходимо измерить две величины: произведение  $n_g d$  и скорость движения плазмы.

Значительный интерес представляет также изучение поведения поверхностного (диверторного) слоя плазменного шнура. Основными характеристиками, которые следует выяснить, являются: форма границы плазменного шнура, движение границы и ее устойчивость. Настоящая работа посвящена описанию способов измерения рассмотренных параметров плазмы диверторного слоя в установке Т-12.

#### Измерение плотности плазмы и ширины диверторного слоя

Величину произведения плотности плазмы, выходящей в диверторный канал, и ширины диверторного слоя ( $n_g d$ ) наиболее просто можно получить из интерферометрических измерений. Для оценки величины  $n_g d$  на установке Т-12 использовался 8-миллиметровый интерферометр с измерением фазы на промежуточной частоте, собранный по стандартной схеме [2]. Антенны интерферометра представляли собой отрезки волноводов сечением 3,4 x 7,2 мм, установленные так, как показано на рис. 5,а (поз. 1). Для увеличения чувствительности СВЧ-сигнал дважды проходил через плазму, отражаясь от металлического зеркала 2.

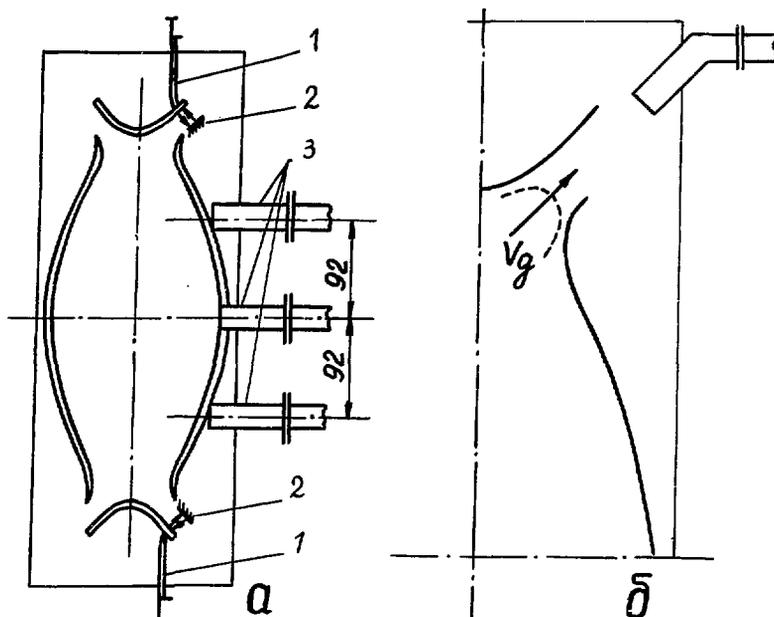


Рис. 5. СВЧ-вводы в установке Т-12. а - расположение антенн для измерения плотности плазмы в диверторном канале и определения положения границы плазмы: 1 - волноводные излучатели для исследования диверторного слоя; 2 - зеркала, 3 - волноводные излучатели для исследования отраженных волн  $\lambda = 3$  см; б - волноводные излучатели для измерения скорости движения плазмы в диверторном канале



Рис. 6. Осциллограммы тока разряда и сигнала интерферометра  
 $t_p = 10$  мс

Наименьшее измеряемое значение  $(n_g d)_{min}$  определяется минимальной величиной отсчитываемого фазового сдвига, т.е. чувствительность интерферометра по фазе

$$(n_g d)_{min} \approx \frac{\Delta \Phi_{min}}{\pi} \cdot \lambda \cdot n_{кр}.$$

Стабильность существующего источника питания позволяла измерять минимальный фазовый сдвиг  $\Delta \Phi_{min} \approx 8^\circ$ . Следовательно, минимальная величина  $n_g d$ , которая могла быть измерена, составляла  $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

На рис. 6 представлены осциллограммы тока разряда и сигнала с фазометра, пропорционального  $n_g d$  в месте измерения. Диверторная конфигурация существует с момента времени  $t^* = 3 \text{ мс}$  и до конца разряда. Из осциллограммы следует, что когда конфигурация магнитных полей становится диверторной, плазма начинает выходить в дивертор. Максимальная измеряемая величина  $n_g d$  составляет  $\sim 4,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

#### Исследование положения и устойчивости диверторного слоя плазменного шнура

Для выяснения поведения поверхностного слоя плазмы с концентрацией, близкой к уровню концентрации плазмы, выходящей в дивертор, использовался 3-сантиметровый интерферометр "на отражение". С помощью отраженных от плазмы волн в импульсных разрядах можно исследовать положение и движение областей плазмы с критической плотностью [2].

Рассмотрим случай, когда характерные размеры области нарастания концентрации  $\sigma$  больше длины волны колебаний ( $\sigma > \lambda$ ). Полный сдвиг фаз между падающей и отраженной волнами на выходе излучателя

$$\Delta \Phi \approx \Delta \Phi_a + \Delta \Phi_c - \frac{\pi}{2}.$$

Здесь  $\Delta \Phi_a = 2 \frac{\omega}{c} X_a$  - сдвиг фаз на пути  $X_a$  от излучателя до границы плазмы;  $\Delta \Phi_c$  - сдвиг фаз на пути  $X_c$  от границы плазмы до отражающей области;  $-\frac{\pi}{2}$  - дополнительный фазовый сдвиг при отражении волны от области с концентрацией, большей критической.

При произвольном распределении плотности плазмы  $n(X)$  величина фазового сдвига  $\Delta \Phi_c = 2c_x \cdot \frac{\omega}{c} \cdot X_c$ , где  $c_x = \frac{1}{X_c} \int_0^{X_c} \sqrt{1 - \frac{n(X)}{n_{кр}}} dX$  - коэффициент, учитывающий распределение плотности плазмы вдоль оси  $X$ . Для различных распределений плотности плазмы и при параметре  $X_c/\sigma = 0,2-0,4$  коэффициент  $c_x$  лежит в диапазоне  $0,5-0,65$  [2]. Это позволяет, проводя измерения на двух разных частотах, определить оба неизвестных  $X_a$  и  $X_c$  с достаточно хорошей точностью ( $\sim 10-20\%$ ).

Наибольшее распространение получили экспериментальные методы определения положения отражающих границ, основанные на измерениях фазы отраженных волн. На рис. 7 представлена схема измерений, применявшаяся на установке Т-12. В отличие от большинства работ, в которых использовалась простейшая схема измерения фазы [2], для увеличения точности и однозначности отсчета фазы была применена схема с гомодинным преобразованием частоты. Аналоговый преобразователь фаза - напряжение [8] непосредственно регистрирует разность фаз сигналов на экране осциллографа. Быстродействие схемы  $\sim 300$  кГц.

Применение фазового детектора приводит к некоторым особенностям в определении положения отражающей границы плазмы. Рассмотрим диаграмму, представленную на рис.8. В отсутствие плазмы разность фаз волны, отразившейся от противоположной стенки вакуумной камеры, в точке  $X = 0$  (см. рис. 8,а) равна  $\Phi_{отр} = 2 \frac{\omega}{c} \ell$ . Появление плазмы с плотностью, меньшей  $n_{кр}$ , приводит к изменению фазового сдвига (см. рис. 8,б) на величину

$$\Delta \Phi = \Phi_{отр} - \Phi_{отр} \approx 2 \frac{\omega}{c} \int_0^{\ell} \sqrt{1 - \frac{n(x)}{n_{кр}}} dx - 2 \frac{\omega}{c} \ell \approx 2\pi \frac{\ell}{\lambda} \frac{\bar{n}}{n_{кр}}$$

По мере роста плотности плазмы и достижения ею критического значения волна начинает отражаться от плоскости с  $n = n_{кр}$  (пунктир на рис.8,а) и разность фаз в точке  $X = 0$  становится равной  $\Delta \Phi_{отр} = 2 \frac{\omega}{c} \int_0^{\ell_{кр}} \sqrt{1 - \frac{n(x)}{n_{кр}}} dx - \frac{\pi}{2}$ . Дальнейшее изменение положения отражающей границы будет однозначно связано с измеряемой разностью фаз

$\Delta \Phi_{отр}(t)$ , если скорость этих изменений укладывается в быстродействие фазометра.

Из рис. 8,б видно, что разность фаз  $\Delta \Phi_{отр}$  нужно отсчитывать от "нулевой" линии  $\Phi_0$ , соответствующей  $\ell_{кр} = 0$ . Если в отсутствие плазмы противоположная к излучателю стенка камеры видна, то "нулевая" линия отстоит от начальной линии на осциллографе на величину  $4\pi \ell / \lambda$ . Однако в больших установках потери мощности могут оказаться значительными, и не удастся согласовать СВЧ-тракт, так чтобы была видна противоположная стенка. В этом случае можно считать, что отражение происходит от некоторой "виртуальной" поверхности, расположенной между поверхностями 1 и 2 рис. 8,а. Для определения положения "нулевой" линии следует провести модельные опыты, перемещая поверхность 2 в положение 1.

Реально, однако, картина, представленная на рис. 8, наблюдаться не будет. Это связано со следующими обстоятельствами. Во-первых, интерферометр "на отражение" должен быть хорошо согласован и, следовательно, амплитуда интерференционного сигнала, когда плотность плазмы низкая  $n < n_{кр}$  и нет отражений, мала, так что фазометр не может зафиксировать разность фаз прошедшей через плазму волны. Во-вторых, если при

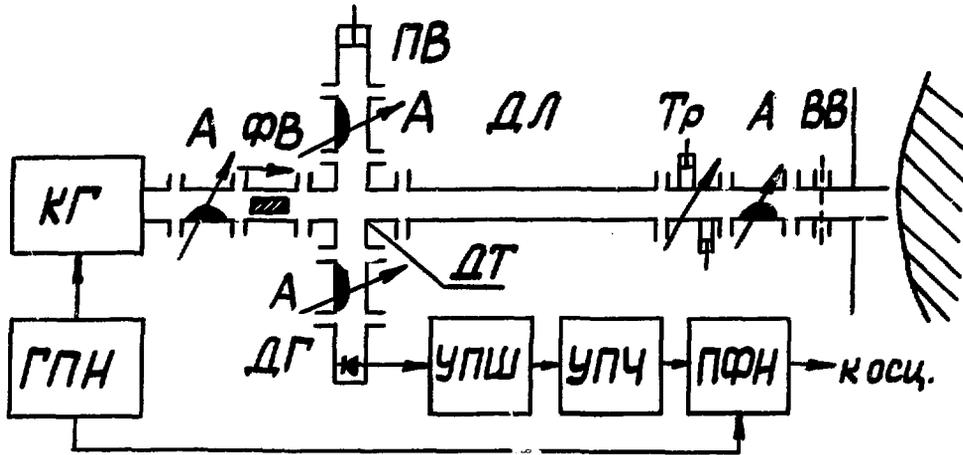


Рис. 7. Схема измерений отраженного сигнала: КГ - клистронный генератор; А - аттенюатор; ФВ - феритовый вентиль; ПВ - поршень волноводный; ДЛ - длинная линия; ДГ - двойной тройник; Тр - согласующий трансформатор; ВВ - вакуумный вазод; УПШ - широкополосный усилитель; УПЧ - усилитель промежуточной частоты; ПФН - преобразователь фаза - напряжение; ДГ - детекторная головка; ГПН - генератор пилообразного напряжения

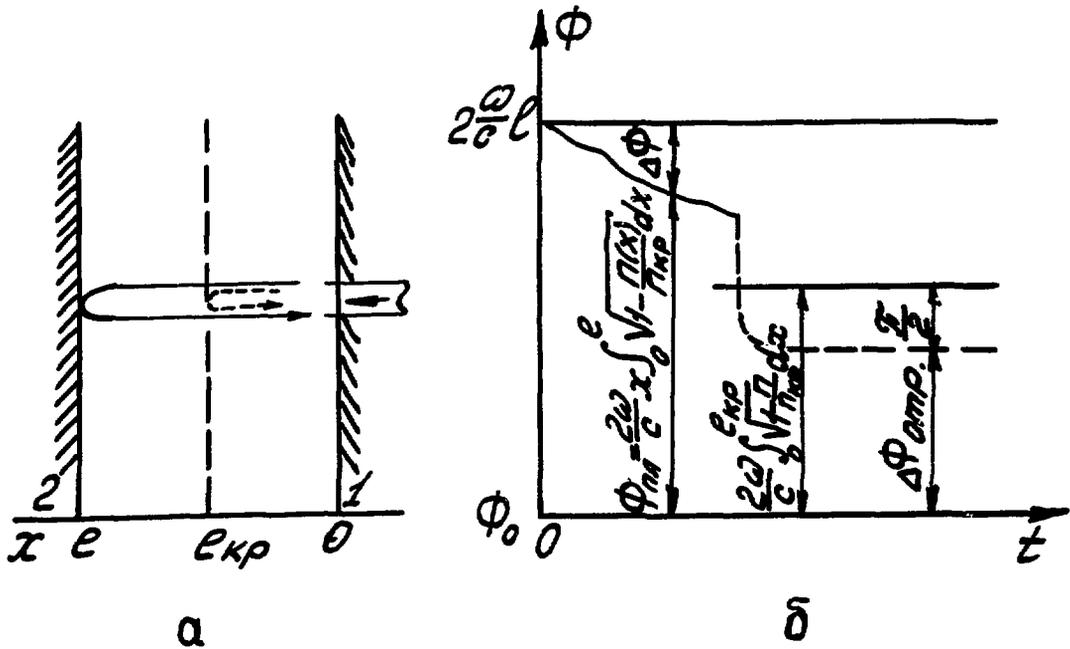


Рис. 8. Диаграмма фазового сдвига отраженных волн

отражении происходят быстрые, сравнимые с быстроедействием фазометра изменения разности фаз на величину  $\Delta\Phi \pm 2\pi m$ , то в набеге фаз может пропасть целое число  $2\pi$ . В эксперименте такая ситуация может быть при быстром образовании плазмы с плотностью  $n > n_{кр}$ . В этом случае для грубой оценки положения границы следует использовать данные об изменении амплитуды отраженной волны.

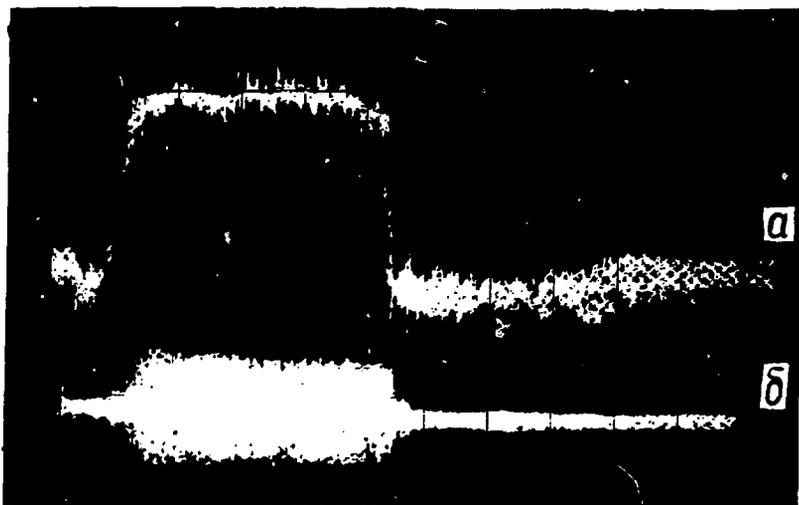


Рис. 9. Осциллограммы фазового сдвига и амплитуды отраженных волн  $t_p \approx 10$  мс

На рис. 9,а представлена типичная осциллограмма разности фаз отраженной волны. Положение "нулевой" линии находится путем калибровки. Из осциллограммы следует, что плазма с плотностью  $n_{кр} \approx 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, образовавшись внутри камеры, двигается наружу и останавливается на некотором расстоянии от кожуха. Измерение амплитуды сигнала с детектора (см. рис. 9,б) указывает, что поверхность с  $n_{кр}$  находится на расстоянии  $\sim \lambda/2$  от излучателя. Полагая согласно работе [9] с достаточно высокой точностью экспоненциальную зависимость плотности плазмы от расстояния до кожуха по измеренной величине разности фаз  $\Delta\Phi_{отр}$  можно определить расстояние, на котором находится плазма с плотностью  $n = n_{кр}$ . Анализ осциллограммы на короткой развертке позволяет оценить частоту и амплитуду колебаний границы плазмы.

Измерение скорости движения плазмы  
в диверторном канале

Скорость движения плазмы в диверторном канале можно измерять в переходном и стационарном режимах. В переходном режиме, который имеет место в период создания диверторной конфигурации, происходит движение плазмы в дивертор как целого. В этом случае методом измерения скорости плазмы, не возмущающим плазму и позволяющим определить непосредственно скорость движения плазмы вдоль диверторного канала  $V_g$ , может служить измерение доплеровского смещения частоты отраженного от движущейся плазмы сигнала. Как показывают измерения, плотность плазмы на входе в диверторный канал составляет несколько единиц на  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> и достаточна для отражения СВЧ-сигнала с  $\lambda \approx 3$  см. Величина доплеровского сдвига частоты отраженного сигнала [2] (см. рис. 5,6) равна

$$\Delta f \approx \frac{2 \cdot c_x}{\lambda} \cdot V_g.$$

При  $V_g \sim 10^5$  см/с  $\Delta f \sim 100$  кГц. Такую величину смещения частоты можно измерить различными способами. Наиболее удобным, по-видимому, является частотное дискриминирование на промежуточной частоте. Применяя схему, подобную представленной на рис.7 и используя вместо ПФН аналоговый преобразователь частота - напряжение [8], на экране осциллографа можно непосредственно получить осциллограмму сдвига частоты.

В стационарном режиме профиль плотности плазмы в диверторном канале не меняется и для определения скорости движения плазмы можно использовать возбуждение в плазме ионно-звуковых волн [10]. Волны возбуждаются параллельно и антипараллельно магнитному полю двумя сеточками, расположенными в диверторном канале почти перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, на которые подается импульс напряжения. По разности скоростей распространения  $V_+ = V_s + V_g$  и  $V_- = V_s - V_g$  находится скорость движения плазмы. Достоинствами метода являются близость скорости распространения ионно-звуковых волн к скорости потока плазмы  $V_s \sim V_g$ , что обеспечивает достаточно хорошую точность измерения  $V_g$ , и независимость скорости ионного звука от плотности плазмы.

Как известно [11], в замагниченной плазме ионно-звуковые колебания существуют при условии  $\omega \ll K_z V_e$ ,  $K^2 d_e^2 \ll 1$ ,  $T_i \ll T_e$  и  $K_1 \rho \ll 1$ . Если при этом  $K^2 V_s^2 \gg \omega_{Bi}^2$ , где  $V_s = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}$  - скорость ионно-звуковых колебаний, то частота ионно-звуковых колебаний равна  $\omega_s^2 \approx \frac{1}{2} K^2 V_s^2 (1 + 3T_i/T_e)$ . В плазме с  $T_e \approx 25$  эВ и  $n_d \approx 5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>  $K \leq 10^2$ ,  $V_s \approx 5 \cdot 10^6$  см/с и частота колебаний  $\omega_s \leq 5 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>. Такие колебания можно возбудить, если подать на сеточку импульс напряжения дли-

тельностью  $\Delta\tau \sim \frac{1}{\omega} \approx 10$  нс. При расстоянии между сеточками  $\Delta X \approx 2$  см задержка принимаемого импульса относительно возбуждающего составит  $\Delta t \approx 0,5$  мкс.

Существенным недостатком метода является возмущение, вносимое в плазму. При диверторной конфигурации магнитных силовых линий возмущение, создаваемое сеточками, через которые проходит плазма, может оказаться весьма значительным. Для существования ионно-звуковых волн необходимо, чтобы  $T_i \lesssim 1/6 T_e$ . Это условие может потребовать принудительного охлаждения ионов плазмы, что также является изменением условий работы дивертора. Кроме того, для вычисления скорости потока плазмы вдоль диверторного канала необходимо знать наклон магнитных силовых линий, так как рассмотренным методом измеряется скорость движения плазмы вдоль силовых линий магнитного поля.

#### Глава 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ШУМОВ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КАНАЛА МЕТОДИКИ "ДВУХ ПУЧКОВ"

В работе [13] был предложен метод локального измерения в пространстве и во времени плотности плазмы  $n(z, t)$ , модуля и направления вектора поперечного поля  $\vec{B}_p(z, t)$ . Зная  $\vec{B}_p(z, t)$ , можно определить распределение плотности тока  $\vec{j}(z, t)$  и проводимости  $\vec{\sigma}(z, t)$  по сечению плазменного шнура. Метод позволяет также сделать заключение о динамике примесей в пространстве и во времени.

В основе метода лежит эффект нелинейного взаимодействия двух пучков субмиллиметровых волн:  $\omega_1, \vec{k}_1; \omega_2, \vec{k}_2$ , пересекающихся в некоторой области внутри плазмы и возбуждающих потенциальные колебания с  $\omega_3, \vec{k}_3$ . Если выбрать соответствующим образом параметры пучков и условия эксперимента [12], то единственными потенциальными колебаниями, которые смогут возбуждаться в плазме, будут электронные ленгмюровские  $\omega_3 = \omega_{pe} \cos \theta$  или нижнегибридные  $\omega_3^2 = \frac{\sum \omega_{pi}^2}{1 + (\omega_{pe}/\omega_{Be})^2}$  колебания. В этих выражениях  $\omega_{pe}$  — электронная плазменная частота;  $\theta$  — угол между вектором  $\vec{k}_3$  и вектором суммарного магнитного поля  $\vec{B}$ ;  $\omega_{pi}$  — ионная плазменная частота;  $\omega_{Be}$  — электронная ларморовская частота.

Один пучок должен быть мощным, второй, измерительный, слабым. Об осуществлении нелинейного взаимодействия предлагается судить по перекачке мощности и интенсивного пучка в измерительный в момент выполнения резонансных условий  $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2(t), \vec{k}_3 = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ . Если зафиксировать частоту мощного пучка, а частоту слабого пучка перестраивать по линейному закону, то в момент выполнения условия  $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2(t^*)$  будет происходить нелинейная перекачка мощности. Следя за амплитудой измерительного пучка и отмечая моменты времени  $t^*$ , когда амплитуда увеличивается, можно определить разность частот  $\omega_1 - \omega_2(t^*) = \omega_3$  взаимодействующих волн. Это дает одно уравнение для определения параметров плазмы. Второе уравнение получается из измерения приращения амплитуды измерительного пучка  $\Delta P_2$ . Так, например, при возбуждении нижнегибридных колебаний [13] имеем

$$\frac{\Delta P_2}{P_2} \approx 2 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{P_1(Bm)}{I_i(\text{эВ})} \cdot \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega_1} \right)^2, \quad (7)$$

и, следовательно, можем определить плотность или температуру плазмы, а, измеряя  $\omega_3$ , определить заряд плазмы:

$$\hat{z}_{\text{эф.}} = \frac{1 + \sum_n \left( \frac{m_i}{m_n} \right) n_n \cdot z_n^2}{1 + \sum_n n_n z_n} = \frac{c \cdot \omega_3^2}{n}.$$

На рис. 10 представлена блок-схема методики. Генератором  $\Gamma_2$  в измерительном канале является лампа обратной волны, линейно перестраиваемая по частоте пилообразными импульсами от модулятора М в течение импульсов мощного генератора. Длительность импульсов мощного генератора порядка  $T \approx 0,2$  мкс. Сигнал в измерительном канале, пройдя плазму и область взаимодействия, детектируется, усиливается и подается на осциллограф. Длительность импульсов взаимодействия  $\Delta t$  составляет несколько наносекунд [12]. Из блок-схемы следует, что задача создания методики распадается на две части: создание мощного генератора в нужном диапазоне длин волн и создание достаточно чувствительного измерительного канала. При этом чем чувствительнее удастся создать измерительный канал, тем ниже будут требования к величине мощности генератора  $\Gamma_1$ .

Возможность создания высокочувствительного измерительного канала ограничивается шумами. Для измерительного канала, собранного по схеме прямого усиления сигнала (см. рис. 1С), существует пять причин "шума": шум плазмы в субмиллиметровом диапазоне волн, проникновение части мощности интенсивного пучка волн на частоте  $\omega_1$ , амплитудная модуляция СВЧ-сигнала плазмой, шумы детектора и усилителей и немонотонный характер (наличие пиков) изменения мощности лампы обратной волны при перестройке ее пилообразным напряжением. Цель эксперимента – исследование шумов в измерительном канале и оценка возможности создания методики "двух пучков" на установке Т-12. Из расчетов, сделанных в работе [12], следует, что для предлагаемой методики желательно использовать субмиллиметровый диапазон длин волн. Однако ввиду отсутствия в настоящее время субмиллиметровой техники, все измерения проведены в миллиметровой области с необходимой экстраполяцией результатов в субмиллиметровую область длин волн.

#### Экспериментальные результаты.

1. Излучение из плазмы. Эксперименты по изучению излучения плазмы в магнитном поле проводились при помощи супергетеродинного приемника П5-15А с пороговой чувствительностью  $10^{-12}$  Вт в диапазоне частот 25–38 ГГц. Этот диапазон частично охватывает об-

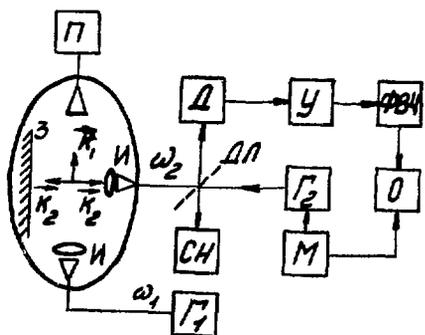


Рис. 10. Блок-схема методики: Г<sub>1</sub> - мощный генератор; И - излучатель; П - поглотитель; Д - детектор; У - усилитель; ФВЧ - фильтр высокой частоты; О - осциллограф; М - модулятор; Г<sub>2</sub> - измерительный генератор; ДЛ - делитель луча; СН - согласованная нагрузка



Рис. 11. Осциллограммы тока разряда и циклотронного излучения из плазмы ( $t_{\text{разв}} = 25$  мс)

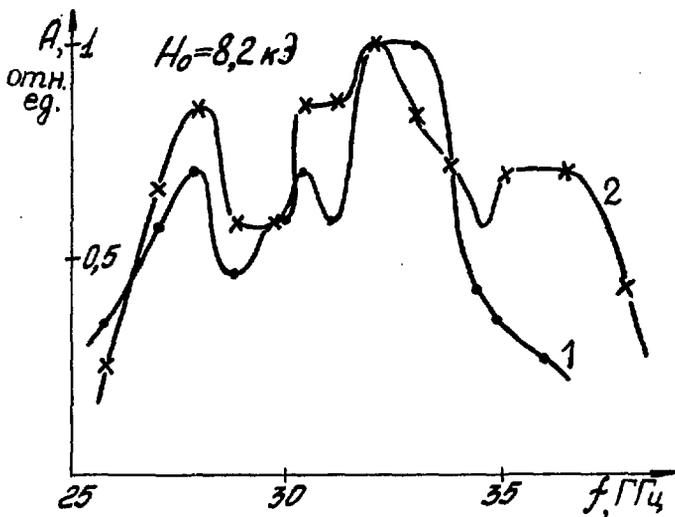


Рис. 12. Спектры циклотронного излучения из плазмы

ласть первой и второй гармоник циклотронных частот и плазменной частоты  $\omega_{pe}$  для установки Т-12. Приемник при помощи волноводной линии присоединялся к рупорным антеннам, ориентированным параллельно  $\vec{E} \parallel \vec{H}_0$  или перпендикулярно  $\vec{E} \perp \vec{H}_0$  вектору тороидального магнитного поля.

На рис. 11 представлены типичные осциллограммы тока разряда и излучения из плазмы во всем диапазоне частот приемника. На фронте нарастания тока излучение примерно в 5 раз превышает тепловое излучение плазмы на квазистационарной стадии разряда, что может быть связано с существованием некоторой кинетической неустойчивости, например неустойчивости убегающих электронов [14].

Спектры излучения на фронте тока (1) и на квазистационарной стадии (2) разряда показаны на рис. 12. Единице по оси ординат отвечают мощности излучения  $2 \cdot 10^{-8}$  Вт и  $4 \cdot 10^{-9}$  Вт соответственно. Последняя величина находится в достаточно хорошем согласии с оценками теплового излучения плазмы. На кривой 2 можно выделить три характерные частоты излучения: 28, 32,5 и 36 ГГц. Циклотронной частотой  $\omega_{ce}/2\pi \approx 28$  ГГц обладают электроны, расположенные в слое плазмы на внутренней части тороидальной поверхности, где  $\omega_{ce} > \omega_{pe}$ . Частоту 36 ГГц можно отождествить со второй гармоникой для наружного слоя плазмы, для которого также  $2\omega_{ce} > \omega_{pe}$ . Область частот от 30 до 34 ГГц не удается объяснить излучением на циклотронных частотах. Возможно, эти частоты связаны с излучением на частоте  $\omega_{pe}$  при  $n \approx 1,3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Таким образом, для равновесной плазмы токамака мощность циклотронного излучения из плазмы составляет несколько единиц на  $10^{-9}$  Вт, тогда как при наличии неустойчивостей эта величина может увеличиваться до  $10^{-8}$  Вт в полосе частот  $\sim 10$  МГц. При полосе частот измерительного канала порядка нескольких сот мегагерц мощность излучения возрастет еще на порядок. Как будет показано ниже (см. разд. 4), такая величина собственного излучения плазмы не будет препятствовать работе измерительного канала методики "двух пучков".

2. Измерение доли мощности, проникающей из интенсивного пучка в измерительный канал. Одной из причин "шума" может быть проникновение части мощности из мощного канала в измерительный. Для того чтобы уменьшить эту мощность, на приемной антенне мощного канала следует поместить поглотитель (см. рис. 10) и использовать фокусирующие системы для получения пучков малого диаметра и с малой расходимостью. Применение фокусирующих систем и поглотителей позволяет значительно уменьшить долю мощности, рассеиваемой по камере. Однако полностью устранить вредное влияние мощного канала на измерительный не удастся. Для оценок будем полагать, что 10% мощности все-таки рассеивается по камере и некоторая ее доля попадает в приемную антенну.

Как показано в работе [15] в случае, когда прямая связь между приемной и передающей антеннами отсутствует, доля проникающей мощности для камеры без плазмы

равна  $P_0/P_1 = \frac{1}{16\pi^2} \cdot \frac{Q \cdot \lambda_0^3}{V}$ , где  $P_0$  - мощность принимаемого сигнала;  $P_1$  - мощность, введенная в камеру;  $V$  - объем камеры;  $Q$  - добротность камеры, усредненная по всем типам возбужденных колебаний. Как показано в той же работе, в общем случае

$$Q \approx \frac{4\pi z \sqrt{\epsilon}}{\lambda_0 \cdot a \cdot (2\Delta z/a + 1)}, \quad (8)$$

где  $\sigma$  - коэффициент поглощения материала стенок;  $\alpha$  - погонный коэффициент поглощения плазмы;  $z$  - малый радиус тора;  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость плазмы.

Для камеры установки Т-12 без плазмы  $\epsilon = 1, \alpha = 0, \sigma = 2,7 \cdot 10^{-3}, z = 8$  см,

$V = 9,2 \cdot 10^4$  см<sup>3</sup> и  $\lambda_0 = 0,8$  см  $Q_0 \approx 4,6 \cdot 10^4$ , откуда  $P_0 = P_1 \cdot 1,6 \cdot 10^{-3}$ .

Как следует из формулы (8), наличие плазмы приводит к уменьшению добротности камеры и, следовательно, к уменьшению доли "паразитной" мощности. Однако при измерениях в субмиллиметровом диапазоне длин волн плазма оказывает слабое влияние на распространение колебаний ( $\epsilon \approx 1$ ) и, следовательно,  $Q \approx Q_0$ .

Для проверки полученных соотношений был поставлен эксперимент по измерению доли мощности, проникающей из мощного канала в измерительный. В опыте использовался генератор ГЗ-30/2 ( $\lambda = 0,8$  см) и высокочувствительный супергетеродинный приемник П5-15А. Мощность, проникающая в измерительный канал, определяли в двух геометриях опыта. В первом случае мощность подводилась к вертикальной антенне, а приемная антенна располагалась в том же сечении камеры под углом порядка 30° к вертикали. Доля мощности, проникающей в измерительную антенну, оказалась равной  $2,6 \cdot 10^{-7}$ . Во втором случае приемная антенна располагалась в экваториальной плоскости тора, в сечении, повернутом на 90° относительно передающей антенны. При той же подводимой мощности величина сигнала, измеренного приемником, составила -51 дБ/мВт, т.е.  $1,3 \cdot 10^{-7}$ . Расхождение экспериментальных данных с приведенными выше оценками, по-видимому, связано с весьма низкой добротностью камеры перстенькового токамака с дивертором, так как в камере располагаются кожух с большим количеством отверстий и разрезов и сепаратрисные витки, создающие диверторную конфигурацию.

Экстраполяция полученных результатов на субмиллиметровую область длин волн ( $\lambda = 0,05$  см) дает уменьшение доли проникающей мощности еще на два порядка. Таким образом, при мощности, рассеиваемой по камере, порядка 1 МВт, величина мощности, попадающей в приемную антенну должна быть порядка  $10^{-3}$  Вт, что превышает допустимое значение (см. разд. 4). Поэтому следует использовать поглотители, отражающие < 0,1% мощности, а приемный канал строить по супергетеродинному принципу, что позволило бы отстроиться от сигнала мощного генератора на частоте  $\omega_1$  и принимать только полезный сигнал с частотой  $\omega_2$ .

3. Амплитудная модуляция СВЧ-сигнала плазмой. Видимо, наиболее неприятным "шумом", мешающим работе измерительного канала, может стать амплитудная модуляция СВЧ-сигнала, прошедшего через плазму. Трудность борьбы с этим видом "шума" связана с большой амплитудой ( $\Delta A/A$  может быть порядка единицы) и относительно широким спектром частот модуляции, простирающимся до мегагерца [16]. Модуляция СВЧ-сигнала, вообще говоря, может возникать вследствие различных эффектов. Например, из-за изменения коэффициентов поглощения, отражения и рассеяния волн при тепловых колебаниях плотности, из-за интерференции волн, рассеянных на турбулентных флуктуациях плотности плазмы с нерассеянной волной, из-за вращения плоскости поляризации волны вследствие эффекта Фарадея. Амплитуда турбулентных флуктуаций обычно много больше амплитуды тепловых флуктуаций, и их влияние на распространение через плазму электромагнитных волн может быть весьма значительным. Оценим амплитудную модуляцию плазмой СВЧ-сигнала с  $\lambda = 0,2$  см. Как показано в работе [2], интерференция волн, рассеянных на флуктуирующих неоднородностях с нерассеянной волной, приводит к флуктуациям амплитуды сигнала. Эти флуктуации на длине пути волны достигают величины

$$\overline{(\Delta A/A)^2} = \frac{1}{2} \Gamma_\beta \cdot \ell,$$

где

$$\Gamma_\beta = \frac{\pi^3 \cdot d_f}{\lambda^2} \left( \frac{\Delta n}{n_{кр.}} \right)^2 \exp \left\{ - \left( \frac{\pi d_f}{\lambda} \cdot \beta \right)^2 \right\} \quad (9)$$

коэффициент рассеяния на угол больше заданного. Максимальная величина модуляции амплитуды сигнала составляет

$$\overline{(\Delta A/A)^2}_{max} = \frac{1}{2} \ell \frac{\pi^2}{\sqrt{2} \cdot \lambda \cdot \beta} \left( \frac{\Delta n}{n_{кр.}} \right)^2 \cdot e^{-1/2}$$

и имеет место при рассеянии волн на флуктуирующих неоднородностях размером  $d_f \approx \lambda / \sqrt{2} \cdot \pi \cdot \beta$ . Здесь  $\beta$  - угловая ширина диафрагмы направленности антенны.

Представляло интерес экспериментально измерить модуляцию СВЧ-сигнала плазмой, определить глубину модуляции, частоту и характерный размер флуктуирующих неоднородностей, с тем чтобы в дальнейшем можно было экстраполировать экспериментальные результаты на субмиллиметровую область длин волн. Эксперимент был поставлен следующим образом: СВЧ-сигнал от ЛОВ ( $\lambda = 0,2$  см), пройдя плазму, отражался от зеркала, снова проходил плазму и попадал в приемную антенну и детектор. Для увеличения чувствительности ЛОВ модулировалась по амплитуде модулятором на частоте 2 МГц, и после детектора сигнал усиливался широкополосным полосовым усилителем. На рис. 13 представлены осциллограммы амплитудной модуляции СВЧ-сигнала на различных стадиях разряда. В начале разряда глубина модуляции велика ( $\Delta A/A \sim 1$ ) и частота модуляции низкая 100-130 кГц. К концу разряда амплитудная модуляция несколько уменьшается, а ча-



Рис. 13. Осциллограммы амплитудной модуляции СВЧ-сигнала плазмой в начале (а) и в конце (б) разряда ( $t_{\text{разв}} = 25 \text{ мкс}$ ).

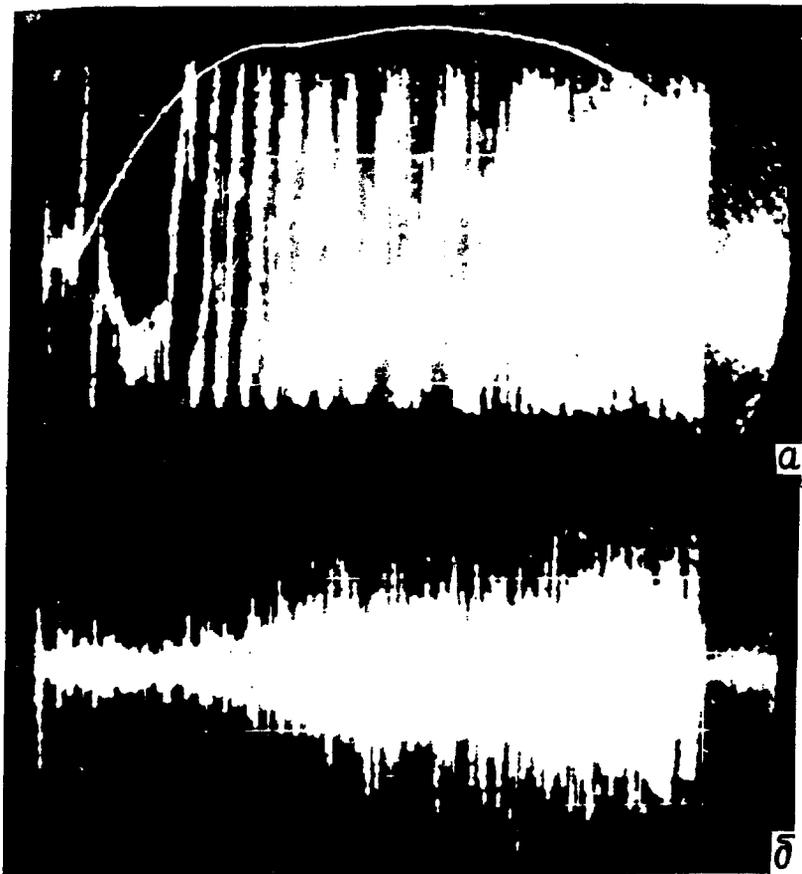


Рис. 14. Осциллограммы тока разряда сигнала с фазометра (а) и сигнала частотного детектора (б) ( $t_{\text{разв}} = 10 \text{ мс}$ ).

стота модуляции возрастает до 400–500 кГц. Осциллограммы на рис. 14 показывают ток в плазме, который в максимуме достигает 40 кА, и фазовый сдвиг волны, прошедшей через плазму в экваториальной плоскости и пропорциональный плотности плазмы. На фронте тока плотность плазмы мала ( $\bar{n} = 3,10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) и медленно меняется во времени. Начиная со второй миллисекунды плотность растет со временем, достигая к восьмой миллисекунде величины  $\bar{n} \approx 3,5,10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Из осциллограмм следует также, что относительная величина колебаний плотности плазмы  $\Delta\bar{n}/\bar{n}$  к восьмой миллисекунде достигает 4–5%. На более ранних стадиях разряда она заметно меньше, тогда как в самом конце разряда может составлять ~10%. На рис. 14,б представлена осциллограмма с частотного детектора, амплитуда показаний которого пропорциональна скорости изменения плотности плазмы. Из сравнения рис. 13 и 14,б можно заключить, что модуляция СВЧ-сигнала в нашем случае связана с колебаниями плотности плазмы, так как частоты модуляции СВЧ-сигнала и колебаний плотности плазмы на всем протяжении разряда совпадают.

Из формулы (9) следует, что глубина модуляции зависит не только от величины флуктуации плотности, но наиболее сильно от размеров флуктуирующих неоднородностей. Оценки  $(\Delta A/A)_{max}$  на квазистационарной стадии разряда для  $\ell = 30 \text{ см}$ ,  $\beta = 0,04$ ,  $\lambda = 0,2 \text{ см}$  дают  $(\Delta A/A)_{max} \approx 1/2$  и, следовательно, можно заключить, что рассеяние происходит на неоднородностях размером  $d_f \approx 1 \text{ см}$ . Определение размера неоднородности позволяет экстраполировать полученные результаты на субмиллиметровую область длин волн. Для  $\lambda = 0,05 \text{ см}$  получаем  $\Delta\rho/\rho \approx 10^{-4}$ .

Общие выводы, которые можно сделать из изучения модуляции СВЧ-сигнала плазмой, состоят в следующем:

- 1) наиболее существенным механизмом модуляции СВЧ-мощности, проходящей через плазму, является, по-видимому, рассеяние волны на турбулентных флуктуациях плотности плазмы;
- 2) в начале разряда имеют место относительно низкочастотные (~100 кГц) флуктуации плотности. К концу разряда частота модуляции увеличивается до 400–500 кГц;
- 3) глубина модуляции миллиметровых волн достигает 100%, тогда как экстраполяция в субмиллиметровую область длин волн дает  $\Delta\rho/\rho \sim 10^{-4}$ ;
- 4) частотный спектр флуктуаций, по-видимому, не превышает 1 МГц.

Все это позволяет считать, что амплитудная модуляция СВЧ-сигнала, видимо, не будет препятствовать работе измерительного канала, хотя однозначно такой вывод можно было бы сделать, только рассмотрев экспериментально рассеяние субмиллиметрового излучения плазмой.

4. Усилители и фильтры высокой частоты. Согласно формуле (7) при мощности интенсивного пучка волн  $P_f \approx 10 \text{ МВт}$  в плазме с параметрами  $T_e \approx 1 \text{ кэВ}$  и  $n = 5,10^{13} \text{ см}^{-3}$

для субмиллиметровой области колебаний ( $\lambda = 0,05$  см) величина эффекта нелинейного взаимодействия волн составит  $\Delta P_2/P_2 \approx 10^{-3}$ . Так как величина мощности ЛОВ в этом диапазоне длин волн составляет  $\sim 10$  мВт, то импульсы приращения мощности измерительного пучка будут равны  $\Delta P_2 \approx 10^{-5}$  Вт. Таким образом, детектор должен обладать чувствительностью, лучшей, чем  $10^{-6}$  Вт. Для усиления наносекундных импульсов указанной амплитуды требуются усилители, обладающие широкой полосой пропускания ( $\Delta f \approx \frac{0,35}{\tau_{\phi}} \approx 400$  МГц), низким уровнем собственных шумов и высоким коэффициентом усиления. Этим требованиям могут удовлетворить усилители УЗ-33.

Как уже указывалось в разд. 3, верхняя граница частотного спектра флуктуации плотности плазмы не превышает  $\sim 1$  МГц, тогда как характерные частоты импульса взаимодействия простираются до нескольких сотен мегагерц [17]. Такая разница частотных спектров дает возможность применить фильтры высокой частоты для борьбы с "низкочастотными" шумами. Для ослабления сигналов с частотами ниже 1 МГц были рассчитаны и изготовлены RC - и LC -фильтры высокой частоты [18]. Результаты практического испытания этих фильтров совместно с усилителем УПШ-130 приведены на рис. 15. Из графика видно, что предпочтительно применение LC -

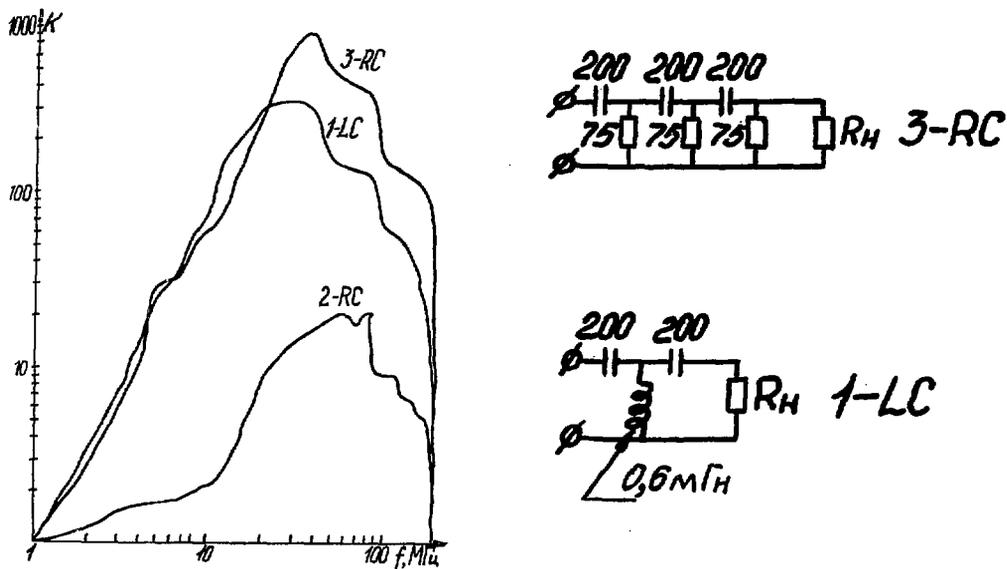


Рис. 15. Характеристики фильтров высокой частоты

фильтров, так как они позволяют получить более сильное затухание сигналов до 1 МГц. Так, например, двухзвенный RC -фильтр обеспечивает ослабление сигналов до 1 МГц по отношению к 30 МГц на 28 дБ, в то время, как применение однозвенного LC -фильтра дает ослабление на 50 дБ.

5. Быстрая перестройка лампы обратной волны по частоте. Одним из видов шумов, ухудшающих отношение сигнал - шум, в измерительном канале методики "двух пучков" могут быть узкие пики мощности, появляющиеся при перестройке ЛОВ по частоте пилообразным напряжением. Необходимая глубина перестройки ЛОВ по частоте определяется диапазоном исследуемых плотностей и углов  $\theta$  между вектором  $\vec{K}_3$  и вектором суммарного магнитного поля  $\vec{B}$ . Так, например, при плотности плазмы, меняющейся в диапазоне  $10^{13} - 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и углах  $\theta$ , таких, что  $10^{-2} < \cos \theta < 10^{-1}$ , диапазон перестройки ЛОВ  $\sim \omega_{p_2} \cdot \cos \theta$  составляет  $\Delta f_2 \approx 9$  ГГц ( $\sim 1\%$ ). При крутизне ЛОВ субмиллиметрового диапазона порядка 50-100 МГц/В для перестройки необходимы пилообразные импульсы амплитудой порядка 100 В [19]. На рис. 16 показан участок зоны генерации ЛОВ при модуляции импульсами амплитудой  $\sim 120$  В. Из осциллограммы следует, что

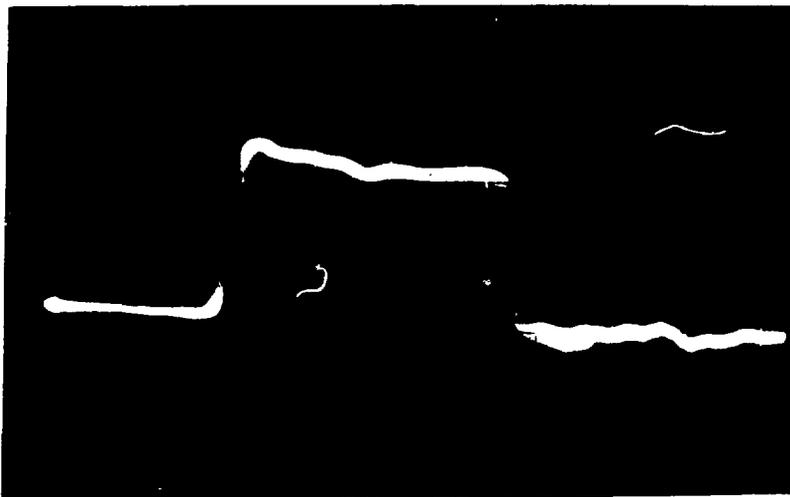


Рис. 16. Осциллограмма зоны генерации ЛОВ-2П ( $t_{\text{разв}} = 200$  нс)

ЛОВ допускает быструю перестройку пилообразным импульсом напряжения за времена порядка 200 нс. При этом на зоне генерации не наблюдается резких изменений мощности, т.е. можно подобрать участки, где мощность достаточно плавно меняется в зависимости от напряжения.

### З а к л ю ч е н и е

В работе проанализированы различные виды "шумов", влияющие на работу измерительного канала методики "двух пучков". Полученные данные проэкстраполированы в область субмиллиметровых волн.

1. Показано, что циклотронное излучение плазмы в установке Т-12 составляет величину  $P_{\text{цикл}} \sim 10^{-9} - 10^{-8}$  Вт и, следовательно, циклотронное излучение плазмы не будет препятствовать работе измерительного канала.

2. Измерена доля мощности, проникающей из мощного канала в измерительный. Она равна  $3 \cdot 10^{-7}$ . В субмиллиметровой области эта величина должна уменьшиться еще на два порядка. При рассеянии 1 МВт мощности в камере, в измерительный канал будет попадать  $\sim 10^{-9}$  Вт, что находится на пределе допустимого. Для отстройки от этого сигнала, по-видимому, следует использовать супергетеродинный метод усиления в измерительном канале.

3. Исследована амплитудная модуляция СВЧ-сигнала плазмой из-за рассеяния на турбулентных флуктуациях плотности плазмы. Определены частоты и характерные масштабы флуктуирующих неоднородностей. Они составляют соответственно  $f \approx 100 - 500$  кГц,  $d_f \approx 1$  см,  $\Delta\rho/\rho \sim 1$ . Экстраполяция полученных результатов в субмиллиметровую область длин волн зондирующего излучения дает  $\Delta\rho/\rho \sim 10^{-4}$ , т.е. амплитудная модуляция, по-видимому, не будет мешать работе измерительного канала.

4. В случае необходимости можно воспользоваться существенным различием частотных спектров полезного сигнала и помех и применить фильтры высокой частоты для подавления низкочастотной модуляции сигнала с  $f \lesssim 1$  МГц. Рассчитаны и исследованы фильтры высокой частоты для подавления низкочастотных составляющих шумов. Продемонстрирована возможность быстрой перестройки ЛОВ по частоте за времена порядка 100 нс. Показано, что на зоне генерации ЛОВ можно выбрать участки с плавным изменением мощности.

В заключение выражаем благодарность всем сотрудникам установки Т-12, принимавшим участие в обсуждениях.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Появление в промежутке между излучающей и приемной антеннами плазмы с плотностью электронов  $n(X, Y)$  приводит к изменению фазы, прошедшей через плазму волны, на величину

$$\Phi(X) = \frac{\omega}{c} \int_0^e \left( \sqrt{1 - \frac{n(X, Y)}{n_{кр.}}} - 1 \right) dY .$$

При  $n \ll n_{кр.}$  
$$\Phi(X) = -\frac{\pi}{\eta} \int_0^e n(X, Y) dY , \quad (П.1)$$

где  $\eta = \lambda \cdot n_{кр.}$  и знак минус означает уменьшение оптической длины пути при появлении плазмы. Не делая предположений о распределении в пространстве плотности плазмы из измерения функции распределения фазовых сдвигов вдоль одной из осей координат, можно определить такую важную характеристику плазмы, как полное число электронов в поперечном сечении плазменного шнура:

$$N = -\eta \int \frac{\Phi(X)}{\pi} dX .$$

Задача восстановления функции плотности из измерений разности фаз является значительно более сложной и может быть решена при произвольной двумерной функции распределения, если зондирование производится под различными углами и для разных прицельных параметров [20]. Разлагая функции  $\Phi$  и  $n$  в ряды Фурье, из (П.1) получаем интегральные уравнения относительно коэффициентов разложения. Уравнения допускают решения, которые, в принципе, решают задачу определения плотности плазмы. Однако в эксперименте такого обилия информации нет, так как измерения обычно проводятся по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Недостаток экспериментальной информации заставляет вводить те или иные априорные допущения. В токамаках с круглым сечением плазменного шнура обычно пользуются априорными допущениями, сводящими задачу к одномерной [21, 22]. Например, в случае аксиальной симметрии, когда плотность плазмы зависит только от  $z$ , фазовый сдвиг по хорде связан с  $n(z)$  уравнением Абеля

$$\Phi(X) = 2 \int_0^{z_0} \frac{n(z) z dz}{\sqrt{z^2 - X^2}} , \quad (П.2)$$

решение которого имеет вид

$$n(z) = -\frac{1}{\pi} \int_z^{z_0} \frac{\Phi'(X) dX}{\sqrt{X^2 - z^2}} \quad (\text{П.3})$$

Известные методы решения уравнения Абеля можно разделить на четыре группы. Первая группа основана на аппроксимации определяемой функции  $n(z)$  (метод Пирса). Сечение плазменной конфигурации разбивается на кольцевые зоны и распределение  $n(z)$  аппроксимируется ступенчатой функцией с учетом того, что плотность плазмы в кольце не меняется или меняется по линейному закону. Получаем

$$\Phi_j = \sum_{k=1}^m a_{jk} \cdot n_k, \quad (\text{П.4})$$

и задача нахождения  $n_k$  сводится к решению системы уравнений  $A \cdot \hat{n} = \hat{\Phi}$ , где  $A$  - матрица из коэффициентов  $a_{jk}$ . Для расчета по методу Пирса в уравнение (П.4) следует подставлять не непосредственные значения функции  $\Phi_j$  в центре зон, а некоторые средние величины  $\bar{\Phi}_j$ , снимаемые со сглаженной кривой, причем желательно, чтобы число зон разбиения было меньше числа экспериментальных точек.

Ко второй группе относятся методы, основанные на замене интеграла в формуле (П.3) конечной суммой, и тогда определение  $n(z)$  сводится к вычислению суммы

$$n_k = \frac{m}{\pi z_0} \sum_{j=k}^m B_{kj} \Phi_j, \quad (\text{П.5})$$

если радиус  $z_0$  разбивается на  $m$  элементов. Так как выражения вида (П.3) чувствительны к погрешностям, содержащимся в экспериментальной кривой  $\Phi(X)$ , что связано с наличием производной  $\Phi'(X)$  в этой формуле, то необходимо провести предварительное "сглаживание" экспериментальных кривых  $\Phi(X)$ . Для этого по экспериментальным точкам проводят гладкие кривые, с которых берутся точки  $\Phi_j$ . Можно по экспериментальным точкам построить функцию-отрезок ряда Фурье  $\Phi(X) = \sum_{s=0}^m a_s \cos(\pi s X)$ . В этом случае нахождение  $n(z)$  сводится к использованию формул, аналогичных (П.5), в которых вместо значений  $\Phi_j$  функции  $\Phi(X)$  стоят коэффициенты разложения  $\Phi(X)$  в отрезок ряда Фурье. Наиболее важный момент здесь - правильный выбор числа  $m$ , при котором достигается оптимальное сглаживание для кривых определенного вида.  $m$  зависит от погрешности и числа измеряемых точек. Нужно, чтобы  $m$  было меньше числа измеряемых точек. Другой метод сглаживания - метод наименьших квадратов. Через экспериментальные точки проводят кривую, которая описывается многочленом. При этом значение многочлена в средней точке используют в качестве сглаженного значения  $\bar{\Phi}_j$ .

Следующая группа методов использует обращенный интеграл Абеля (П.3). Для уменьшения ошибок измеренную величину  $\Phi(X)$  целиком или на отдельных участках заме-

няют другой функцией, аналитический вид которой известен. Если фазовый сдвиг  $\Phi(X)$  известен только при небольшом числе значений  $X$ , то в этих случаях целесообразно пользоваться графическим методом обработки измерений, используя атлас расчетных кривых, в котором для различных распределений плотности  $n(z)$  рассчитаны распределения фаз.

Наконец, можно приближенно решить уравнение (П.3), определив коэффициенты разложения искомой функции  $n(z)$  по ортогональной системе функций.

Рассмотрим источники погрешностей при расчете распределения плотности плазмы различными способами. Систематические ошибки возникают в результате применения табличных значений коэффициентов  $\sigma_{jk}$ , которые являются приближенными, использования представления интегралов в виде сумм с конечным числом членов  $m$  и аппроксимации гладкой функции  $n(z)$  ступенчатым распределением. Погрешности, связанные с первой и второй причинами, легко сводятся к малым увеличением числа значащих цифр в коэффициентах  $\sigma_{jk}$  и увеличением числа членов суммы. Ошибки, обусловленные ступенчатой аппроксимацией распределения  $n(z)$ , при правильном использовании коэффициентов Пирса пренебрежимо малы по сравнению со случайными ошибками [23].

Наибольшие по величине погрешности в  $n(z)$  обусловлены наличием экспериментальных погрешностей  $\Delta\Phi(X)$  ("шумов") в распределении  $\Phi(X)$ . Это следствие вида интегрального уравнения (П.2), которое относится к классу некорректно поставленных задач, т.е. в случае, когда  $\Phi(X)$  задается с некоторой ошибкой, решение уравнения (П.3) перестает быть однозначным. При использовании численных методов это свойство проявляется в существенном увеличении ошибки расчетных величин  $n_k$  по сравнению с ошибками исходной функции  $\Phi(X)$ , так как система линейных уравнений (П.4) является плохо обусловленной. Анализ системы уравнений (П.4) приводит к следующему выражению [23] для относительной случайной ошибки искомой величины:

$$\Delta n_k / n_k = \frac{m}{z} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\sigma_{jk}} \cdot \frac{\Delta \Phi_k}{n_k}.$$

Из него следует, что относительная ошибка, пропорциональна абсолютной ошибке измерения величины  $\Phi(X)$ , и существенным образом зависит от вида функции  $n(z)$ .

Важная особенность этого источника погрешностей – увеличение погрешности в решении  $n(z)$  с ростом числа точек  $m$ , используемых в процессе решения. Естественно, что сначала точность определения искомого решения  $n(z)$  увеличивается с ростом  $m$ , так как требуется иметь достаточное число уравнений в системе, чтобы уменьшить погрешности, связанные с конечным числом этих уравнений, но затем, при дальнейшем увеличении числа уравнений, обусловленность системы ухудшается и погрешности в  $n(z)$  растут. В общем случае вопрос о выборе числа используемых в расчетах точек  $m$  или числа членов суммы, которое следует удерживать при разложении по ортогональным мно-

гочленам, зависит от числа полученных в эксперименте точек  $\mathcal{P}_j$ , от погрешности  $\Delta \mathcal{P}_j$ , с которой они получены, и, наконец, главным образом от вида исследуемых распределений.

Для увеличения точности получаемого радиального распределения плотности используют различные методы сглаживания шума исходной кривой  $\Phi(X)$ : метод наименьших квадратов, метод статистической регуляризации, регуляризацию сдвигом. Проведение процедуры сглаживания в методе Пирса кривой  $\Phi(X)$  и полученного распределения  $n(z)$  приводит к существенному увеличению точности измерений. Так, например, проведение сглаженной кривой  $\Phi(X)$  просто на глаз уменьшает разброс значений  $n(z)$  вблизи оси примерно в 3 раза, а определение значения функции  $n(z_i)$  на границе зон как среднего из значений  $n_n$  и  $n_{n+1}$  в двух смежных зонах  $n(z_i) = \frac{1}{2}(n_n + n_{n+1})$  позволяет практически полностью устранить периодические колебания расчетных значений  $n(z)$  и уменьшить ошибку еще в  $\sim 2,5$  раза. Статистическая ошибка значений  $n(z)$  может быть уменьшена за счет обработки не одной, а нескольких исходных кривых  $\Phi(X)$ . При этом можно непосредственно из эксперимента определить ошибку полученных значений  $n(z)$ .

В целом ряде важных случаев цилиндрическая симметрия объекта заведомо отсутствует, как, например, в перстеньковом токамаке. Вводя, как и в случае цилиндрической симметрии, априорное допущение о форме линий уровня плотности  $\xi(X, Y) = const$ , опять сведем задачу к одномерной, которую можно решать рассмотренными выше численными методами. Если, как это бывает обычно, имеются данные измерений в двух направлениях, то можно или найти значение неизвестного параметра, содержащегося в аналитической записи линий уровня (например, закон смещения центров окружностей [22]) или просто проверить правильность сделанных предположений о форме линий уровня, сопоставляя измерения по двум направлениям. В частности, можно применить метод Пирса, считая, что плотность плазмы постоянна между двумя линиями уровня, и из измерений по двум направлениям установить отсутствие противоречия с предположением о виде кривых  $\xi(X, Y) = const$ .

Если линии уровня вида  $\xi(X, Y) = const$  могут быть получены путем сдвига и изменения масштаба по одной из осей координат из концентрических окружностей, для которых известно решение задачи, то это решение может быть использовано и для линий вида  $\xi(X, Y) = const$ . Например, если в перстеньковом токамаке задаться эллиптическими уровнями плотности с постоянным коэффициентом вытянутости  $\mathcal{E}$ , то задача сведется к уравнению Абеля. В рамках такого предположения имеет смысл воспользоваться графическим методом расчета и использовать атласы фазовых кривых, рассчитанных для концентрических линий уровня плотности. Вводя, как обычно, среднюю концентрацию электронов по лучу

$$\bar{n}(x) = -\frac{\eta}{\ell} \cdot \frac{\Phi(x)}{x},$$

определим среднюю линейную концентрацию электронов как

$$\bar{n}(0) = -\frac{\eta}{\ell} \cdot \frac{\Phi(0)}{x},$$

где  $\Phi(0)$  - значение фазового сдвига на оси симметрии. При этом максимальная плотность по лучу  $n_0$  связана со средней плотностью через линейный коэффициент формы  $n_0 = \mathcal{L}_n \cdot \bar{n}$  и со средней по сечению концентрацией  $\tilde{n}$  через коэффициент формы по сечению  $n_0 = \mathcal{S}_n \cdot \tilde{n}$ . Полное число частиц в сечении плазменного шнура равно  $N = \tilde{n} \cdot S$ , где  $S$  - площадь поперечного сечения плазменного шнура.

Нетрудно показать, что отношение фазовых сдвигов по двум осям симметрии поперечного сечения плазмы при произвольной функции распределения плотности дает коэффициент вытянутости сечения. Действительно, для эллиптических линий уровня плотности плотность плазмы  $n(x, y)$  зависит только от параметра  $\xi$  и можно записать

$$\frac{\Phi_x}{\Phi_y} = \frac{2 \int_0^b n(0, y) dy}{2 \int_0^a n(x, 0) dx} = \frac{\int_0^1 n(\xi) b d\xi}{\int_0^1 n(\xi) a d\xi} = \frac{b}{a} = \varepsilon.$$

Как правило, однако, для токамака с некруглым сечением плазменного шнура ситуация сложнее, так как не удастся ограничиться однопараметрическим семейством линий уровня плотности и задача остается двумерной.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бортников А.В. и др. - "Физика плазмы", 1977, т. 3, вып. 2.
2. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М., "Наука", 1968.
3. Проценко Е.Д., Козин Г.И. Авторское свидетельство № 402976.
4. Козин Г.И. и др. - ЖТФ, 1973, т. 43, № 8, с. 1781-1782.
5. Губин М.А., Козин Г.И., Проценко Е.Д. - "Оптика и спектроскопия", 1974, т. 36, с. 567.
6. Галутва Г.В., Рязанов А.И. Селекция типов колебаний и стабилизация частоты оптических квантовых генераторов. М., "Связь", 1972, с. 45-58.
7. Пятницкий Л.Н. Лазерная диагностика плазмы. М., "Атомиздат", 1976, с. 152-158.
8. Бревнов Н.Н. и др. СВЧ-интерферометры для измерения плотности плазмы в перстенковом токамаке Т-12 (см. наст. работу, гл. 1).
9. Бобровский Г.А., Кондратьев А.А. - "Физика плазмы", 1977, т. 3, вып. 2.
10. Hsuan H. e.a. Nucl. Fusion, 1975, v. 15, p. 191.
11. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей, т. 1. М., Атомиздат, 1971.
12. Жуковский В.Г. - "Физика плазмы", 1977, т. 3, вып. 5.
13. Weible E.S. - Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1619.
14. Аликаев В.В. и др. - "Физика плазмы", 1975, т. 1, вып. 4.
15. Ларионов М.М., Рождественский В.В. - "Диагностика плазмы", 1968, вып. 2, с. 200.
16. Sarko C.M. e.a. - Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1747.
17. Харкевич А.А. Спектры и анализ. Москва (1957).
18. Босый Н.Д. Электрические фильтры. Киев (1960).
19. Голант М.Б. и др. - ПТЭ, 1965, № 4, с. 136.
20. Днестровский Ю.Н. и др. - ЖТФ, 1968, т. 37, вып. 5, с. 813.
21. Кузнецов Э.И., Шеглов Д.А. Диагностика высокотемпературной плазмы. М., Атомиздат, 1974.
22. Горбунов Е.П. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. ИАЭ, М. (1972).
23. Островская Г.В. - ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 12, с. 2529.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. СВЧ-ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ПЕРСТЕНЬКОВОМ ТОКАМАКЕ Т-12	5
СВЧ-схема измерений	5
Описание электронных блоков и принципов измерений	7
Глава 2. ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР С КОНКУРЕНЦИЕЙ МОД ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ (КРИОП)	10
Метод измерения	10
Принцип стабилизации	12
Описание прибора	13
Глава 3. СВЧ-ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ДИВЕРТОРНОГО СЛОЯ	16
Измерение плотности плазмы и ширины диверторного слоя	16
Исследование положения и устойчивости диверторного слоя плазменного шнура	18
Измерение скорости движения плазмы в диверторном канале	22
Глава 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ШУМОВ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КАНАЛА МЕТОДИКИ "ДВУХ ПУЧКОВ"	24
Заключение	33
ПРИЛОЖЕНИЕ	35
Литература	40

---

Редактор С. А. Руцкая

Т-16239. 5. 09. 78 г. Формат 60x90/8. Уч.-изд. л. 2,9

Тираж 200 экз. Заказ 1094. Цена 29 коп. ИАЭ



