

**МИНИСТЕРСТВО  
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное агентство  
по образованию**

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ**

**НОВОСИБИРСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

**физический факультет**

**Квалификационная работа на соискание  
степени бакалавра**

**Кафедра физики плазмы**

**Рассохин Александр Владимирович**

**8-миллиметровый СВЧ-интерферометр для исследования динамики  
плазмы в газодинамической ловушке**

**Научный руководитель: к.ф.-м.н. Аникеев Андрей Витальевич**

**Новосибирск – 2005 год**

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>1. Теория</b>	<b>4</b>
1.1 Газодинамическая ловушка	4
1.2 Эксперименты с компактным пробкотроном на установке ГДЛ	7
<b>2. Интерферометрия</b>	<b>10</b>
2.1 Краткий теоретический обзор микроволновой интерферометрии	10
2.2 Классический интерферометр Уортона	17
<b>3. Модернизация интерферометра Уортона</b>	<b>20</b>
3.1 Усовершенствование схемы Уортона	20
3.2 Описание алгоритма обработки данных	25
<b>4. Результаты и обсуждение результатов</b>	<b>28</b>
<b>Заключение</b>	<b>31</b>
<b>Благодарности</b>	<b>32</b>
Список литературы	

## **Введение**

Интерферометрические методы диагностики позволяют исследовать динамику плазмы бесконтактным способом. Целью данной работы является разработка и автоматизация микроволнового интерферометра с фазовой индикацией типа «зебра» и исследование с его помощью динамики плазмы в Газодинамической ловушке в различных режимах работы установки.

Данная работа состоит из четырех глав и заключения.

В первой главе кратко рассмотрено удержание плазмы в газодинамической ловушке и представлено описание экспериментальной установки ГДЛ, на которой проводилась данная работа.

Во второй главе приводится обзор микроволновой диагностики плазмы. Рассматриваются различные случаи прохождения волны сквозь плазму с магнитным полем. Описывается оригинальная схема интерферометра Уортона, реализация и модернизация которой проведена в данной работе.

В третьей главе описывается современный вариант интерферометра Уортона, собранный в рамках данной работы на установке ГДЛ. Рассматриваются конструктивные особенности новой схемы, описывается алгоритм обработки и визуализации данных.

Четвертая глава посвящена результатам работы. Приводятся значения линейной плотности плазмы, получаемые при помощи интерферометра в различных режимах работы установки. Производится сравнение этих данных с данными прочих диагностик. Обсуждаются наблюдаемые эффекты.

В заключении приведены основные выводы данной работы.

# 1. Экспериментальная установка

## 1.1 Газодинамическая ловушка

В связи с задачей магнитного удержания плазмы в середине XX века была разработана система открытого типа – пробкотрон (mirror trap) [1]. В простейшем случае пробкотронная конфигурация магнитного поля создается двумя кольцевыми катушками с током.

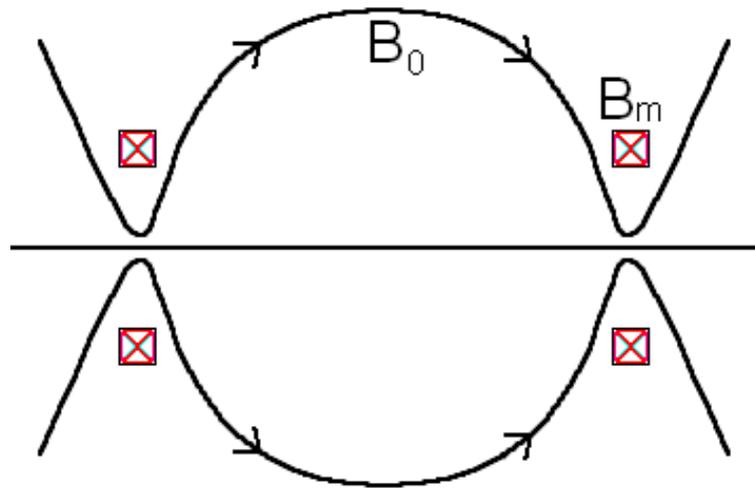


Рис. 1. Схематическое устройство пробкотрона

Магнитное поле в пробкотроне имеет два максимума в областях, называемых магнитными пробками. Отношение магнитного поля в центре системы к полю в магнитной пробке определяет критический питч-угол  $\theta_R$ , при котором частицы удерживаются в ловушке. Частицы, для которых

$$\sin^2 \theta < \sin^2 \theta_R = \frac{B_0}{B_m}$$

где  $\sin \theta = \vec{V}_{\perp 0} / \vec{V}_0$  – питч-угол,  $B_0$  – магнитное поле в центре,  $B_m$  – магнитное поле в пробке, не удерживаются в ловушке. В пространстве скоростей эти частицы лежат в конусе потерь (Рис. 2).

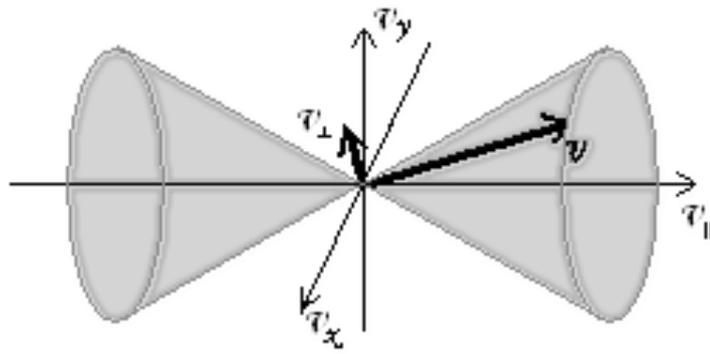


Рис. 2. Конус потерь в пространстве скоростей

В конце семидесятых годов В. В. Мирновым и Д. Д. Рютовым была предложена газодинамическая ловушка [2, 3]. Она представляет собой аксиально-симметричный пробкотрон с большим пробочным отношением ( $R = B_m/B_0 \gg 1$ ) и длиной  $L$ , превосходящей среднюю длину пробега ионов относительно рассеяния в конус потерь:

$$L \gg \frac{\lambda_{ii} \cdot \ln R}{R}$$

В этих условиях удерживаемая в ловушке плазма является столкновительной, а время продольного удержания пропорционально пробочному отношению  $R$  и длине ловушки  $L$ . Его можно оценить как время вытекания плазмы через узкое отверстие сечения  $S=S_0/R$ , где  $S_0$  – сечение плазмы в центре ловушки.

$$\tau = \frac{R \cdot L}{V_{Ti}}$$

С 1985 года в ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН функционирует экспериментальная модель газодинамической ловушки – установка ГДЛ [4]. Современная схема установки приведена на рис.3.

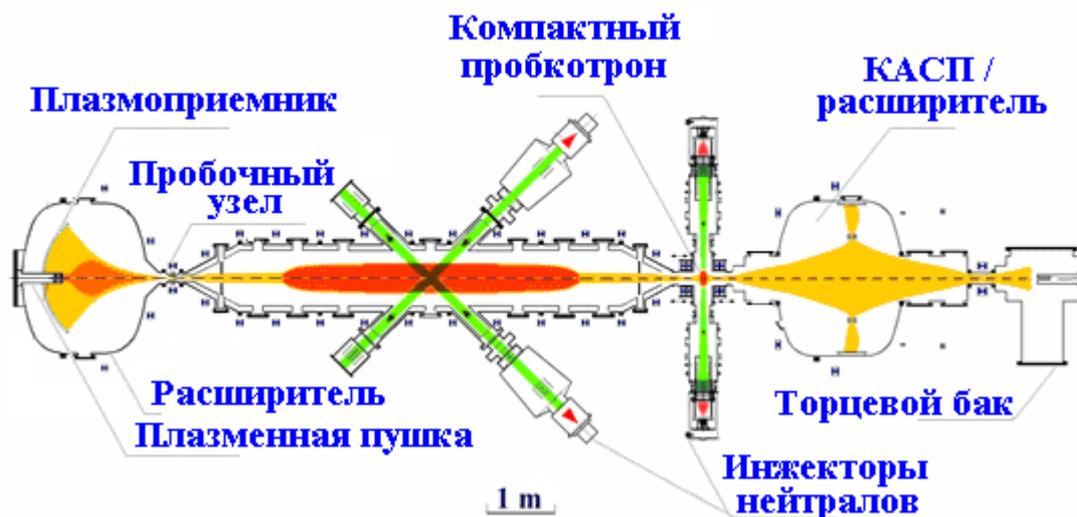


Рис. 3. Газодинамическая ловушка

Плазма в ГДЛ двухкомпонентная. Основная компонента – «мишенная плазма» – представляет собой относительно холодную и плотную столкновительную водородную плазму с начальной температурой несколько электрон-вольт. Она создается в начале эксперимента в центральной части ловушки при помощи дугового источника плазмы, расположенного в торцевом баке, и удерживается в газодинамическом режиме. После заполнения ловушки плазмой, включаются нагревные инжекторы. Пучки атомов водорода или дейтерия с энергией 16-18 кэВ инжектируются в центр установки и захватываются мишенной плазмой, образуя вторую компоненту – популяцию быстрых ионов. Эти ионы удерживаются адиабатически, как в классическом пробкотроне, и постепенно тормозятся в мишенной плазме, нагревая ее до температуры  $\sim 100$  эВ. Длительность работы нагревных инжекторов составляет 1.2 мс. За это время в ловушке успевает накопиться популяция быстрых ионов со средней энергией около 8 кэВ и плотностью в точках остановки до  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Известно, что плазма в осесимметричной магнитной ловушке неустойчива [3] Поэтому актуален вопрос МГД устойчивости плазмы в ГДЛ. Магнитная система в торцевом баке установки может обеспечивать работу в двух режимах: в режиме антипробкотрона (cusp), обеспечивающего большой запас устойчивости системы [5]

и в режиме расширителя, когда плазма просто истекает в расширяющееся магнитное поле с благоприятной для устойчивости кривизной силовых линий.

## 1.2 Эксперименты с компактным пробкотроном на установке ГДЛ

В настоящее время на установке ГДЛ проводится эксперимент с компактным пробкотроном, установленным непосредственно за пробочной катушкой центральной части ГДЛ [6].

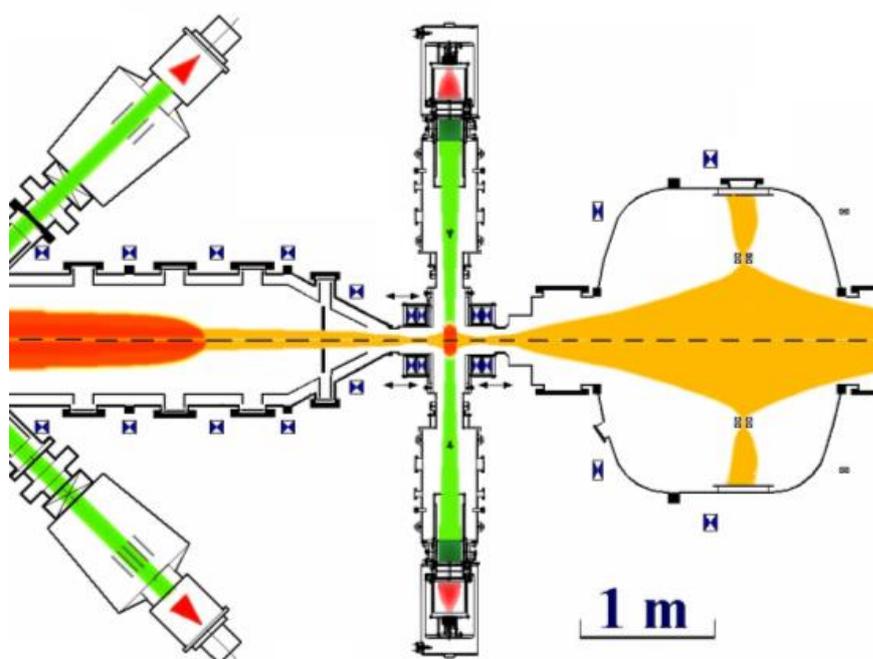


Рис. 4. Компактный пробкотрон

Для эксперимента был модифицирован пробочный узел Газодинамической ловушки (рис. 4). При помощи дополнительной магнитной катушки образуется короткий пробкотрон, в который из центральной ячейки ГДЛ истекает теплая плазма с температурой до 100 эВ и плотностью до  $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Магнитное поле на оси можно изменять в пределах 0.5-5.2 Тл за счет изменения расстояния между пробочными катушками. При этом значение пробочного отношения меняется в пределах от 2 до 3.5.

В компактный пробкотрон перпендикулярно к оси установки инжектируются сфокусированные атомарные пучки водорода или дейтерия с проектными параметрами: энергия – 25 кэВ, суммарный ток 80 экв. А, длительность 2 мс. В результате захвата мощных пучков образуется горячий ионный сгусток, со средней энергией частиц свыше 10 кэВ и плотностью до  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>, что значительно превышает плотность «мишенной» плазмы. Параметры плазмы в таком пробкотроне соответствует тем условиям, которые должны реализовываться в нейтронном источнике на основе ГДЛ [7] вблизи точек остановки быстрых ионов, то есть в областях наибольшего выделения нейтронов. Основные вопросы эксперимента следующие:

- Исследование плазмы с рекордными параметрами
- Равновесие и динамика плазмы
- МГД - устойчивость
- Микро - флуктуации
- Проявление эффектов высокого  $\beta$
- Возникновение эффектов самоорганизации плазмы
- Влияние непараксиального магнитного поля на равновесие и динамику обеих компонент плазмы

Рассмотрим, что происходит при инжекции в компактный пробкотрон быстрых нейтралов. Энергия инжектируемых пучков около 20 кэВ, поэтому наибольшее сечение имеет процесс перезарядки быстрых атомов на теплых ионах. За счет накопления популяции горячих ионов с плотностью, превышающей плотность основной столкновительной плазмы, в компактном пробкотроне возникает амбиполярный потенциал, который существенно меняет распределение плотности электронов и теплых ионов вдоль пробкотрона и влияет на параметры продольного удержания, уменьшая поток плазмы из ловушки.

Из распределения Больцмана для электронов и для теплых ионов:

$$n_e(z) = n_0 \cdot \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right)$$

$$n_w(z) = n_0 \cdot \exp\left(-\frac{e\varphi}{T_w}\right)$$

где  $T_e$  – температура электронов,  $T_w$  – температура плотных ионов.

Из условия квазинейтральности плазмы

$$n_e(z) = n_f(z) + n_w(z)$$

Считая температуру электронов приблизительно равной температуре теплых ионов, получаем оценку для концентрации теплых ионов:

$$n_w = \frac{\sqrt{n_f^2 + 4n_0^2} - n_f}{2}$$

где  $n_w$  – плотность теплых ионов мишенной плазмы,

$n_f$  – плотность быстрых ионов,

$n_e$  – электронная плотность,

$n_0$  – плотность невозмущенной плазмы.

Электронный поток из ловушки определяется потоком теплых ионов, который в свою очередь подавляется возникающим амбиполярным потенциалом. Увеличение плотности электронов в компактном пробкотроне за счет накопления горячих ионов, и уменьшение потока электронов в торцевой стабилизатор за счет эффекта амбиполярного удержания могут быть зафиксированы при помощи интерферометров. Теоретическим основам интерферометрии и одной из возможных схем интерферометров посвящена следующая глава.

## 2. Интерферометрия

### 2.1 Краткий теоретический обзор микроволновой интерферометрии

Идеальные методы диагностики плазмы предполагают минимальное взаимодействие между датчиком и плазмой. Применение зондов, вносящих неизвестные возмущения в плазму с неизвестными и подлежащими определению свойствами, зачастую только запутывает изучаемую проблему. В связи с этим широко используются диагностические методы, основанные на зондировании плазмы электромагнитным излучением.

Микроволновые методы измерения [8,9] параметров плазмы основаны на взаимодействии электромагнитных полей волны со свободными носителями зарядов в плазме. Рассмотрим, как распространяется волна в холодной плазме, помещенной в однородное магнитное поле.

Наличие постоянного магнитного поля  $\vec{B}_0$  приводит к тому, что в плазме появляется выделенное направление, и ее свойства становятся анизотропными. Уравнение движение движущегося заряда описывается уравнением Ланжевена:

$$m\dot{\vec{V}} = e\dot{\vec{E}} - \nu m\vec{V} - \frac{e}{c} \cdot [\vec{V} \times \vec{B}_0]$$

Здесь  $\vec{V}$  – вектор скорости электрона,  $\vec{E}$  – напряженность электрического поля,  $\nu$  – коэффициент затухания (частота соударений с передачей импульса).

Электроны двигаются по винтовой траектории, вращаясь в плоскости, перпендикулярной магнитным силовым линиям, с угловой частотой равной циклотронной частоте

$$\omega_b = \frac{e \cdot B_0}{m \cdot c}$$

Если напряженность электрического поля изменяется по гармоническому закону с угловой частотой  $\omega$ , то стационарное решение для гармонического поля

можно получить при подстановке  $\partial/\partial t \rightarrow i\omega$ . Электропроводность и диэлектрическая проницаемость анизотропной плазмы являются тензорными величинами. Используя матричную форму записи, получаем:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = ne\vec{V}$$

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & i\sigma_{12} & 0 \\ -i\sigma_{12} & \sigma_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{33} \end{pmatrix}$$

где

$$\sigma_{11} = -\frac{i\omega_p^2(\omega - i\nu)}{4\pi((\omega - i\nu)^2 - \omega_b^2)}$$

$$\sigma_{12} = -\frac{i\omega_p^2\omega_b}{4\pi((\omega - i\nu)^2 - \omega_b^2)}$$

$$\sigma_{33} = -\frac{i\omega_p^2}{4\pi(\omega - i\nu)}$$

$$\omega_p = \frac{4\pi ne^2}{m}$$

Тензор диэлектрической проницаемости определяется выражением

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \frac{4\pi i \cdot \sigma_{\alpha\beta}}{\omega}$$

Компоненты тензора  $\varepsilon_{\alpha\beta}$  имеют вид

$$\varepsilon_{11} = \frac{(\varepsilon_L + \varepsilon_R)}{2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega} \cdot \frac{(\omega - i\nu)}{(\omega - i\nu)^2 - \omega_b^2}$$

$$\varepsilon_{12} = \frac{(\varepsilon_L - \varepsilon_R)}{2} = \frac{\omega_p^2}{\omega} \cdot \frac{\omega_b}{(\omega - i\nu)^2 - \omega_b^2}$$

$$\varepsilon_{33} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu)}$$

$$\varepsilon_L = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega} \cdot \frac{(\omega + \omega_b - i\nu)}{(\omega + \omega_b)^2 + \nu^2}$$

$$\varepsilon_R = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega} \cdot \frac{(\omega - \omega_b - i\nu)}{(\omega - \omega_b)^2 + \nu^2}$$

Показатель преломления плазмы зависит от направления и поляризации электромагнитных волн. Если волна распространяется перпендикулярно магнитному полю, то показатель преломления вычисляется по следующим двум уравнениям:

$$\mu_o^2 - \varepsilon_{33} = 0$$

$$\mu_e^2 - \frac{\varepsilon_L \varepsilon_R}{\varepsilon_{33}} = 0$$

Первое уравнение соответствует волне, электрическое поле которой параллельно  $\vec{B}_0$ ; эту волну принято называть обыкновенной. Второе уравнение соответствует так называемой необыкновенной волне, электрическое поле которой перпендикулярно  $\vec{B}_0$ . Показатели преломления для этих волн определяются формулами

$$\mu_o = \sqrt{\varepsilon_{33}} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \cdot \frac{1 - i\frac{\nu}{\omega}}{1 + \frac{\nu^2}{\omega^2}}$$

$$\mu_e = \sqrt{\frac{\varepsilon_L \varepsilon_R}{\varepsilon_{11}}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{11}^2 - \varepsilon_{12}^2}{\varepsilon_{11}^2}} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{1 + i\frac{\nu}{\omega} - \left(\frac{\omega_b^2}{\omega^2}\right) / \left(1 + i\frac{\nu}{\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)}$$

Если столкновениями можно пренебречь, то показатель преломления для необыкновенной волны принимает более простой вид:

$$\mu_e = \left( 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{\omega^2}} \right)^{1/2}$$

Показатель преломления обращается в нуль, если выполняется «условие отсечки»:

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 0$$

для обыкновенных волн, и

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 \pm \frac{\omega_b^2}{\omega^2}$$

для необыкновенных волн.

Условие резонанса ( $\mu \rightarrow \infty$ ) необыкновенных волн имеет вид

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 \pm \frac{\omega_b^2}{\omega^2}$$

Соответствующие частотные области распространения поперечных волн изображены на следующем рисунке.

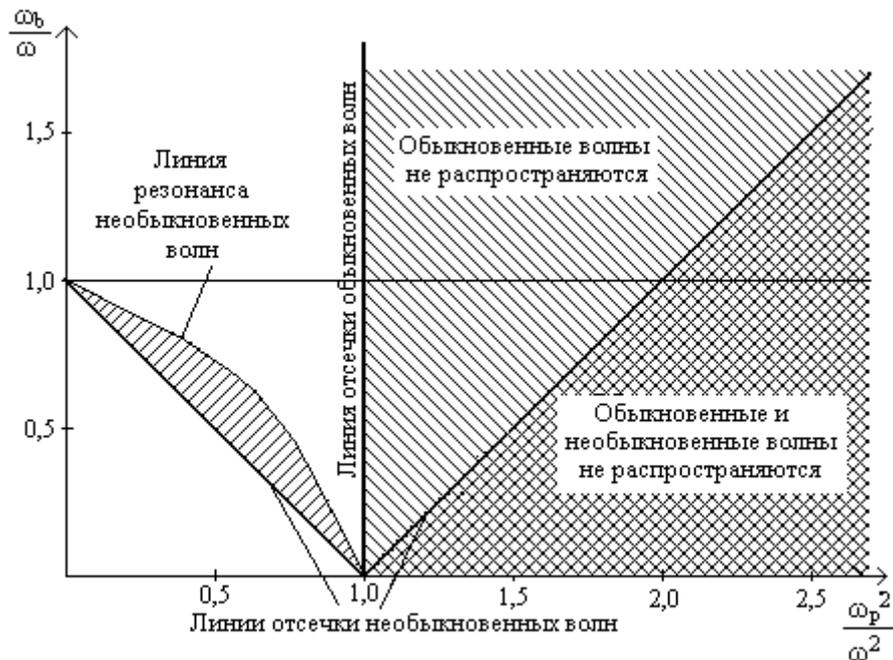


Рис. 5. Области распространения и отсечки поперечной волны

Учет теплового движения приводит к некоторому изменению значений  $\mu$ , полученных для холодной плазмы. При умеренных температурах ( $T_e < 100 \text{ эВ}$ ) показатель преломления для обыкновенной волны приобретает следующий вид:

$$\mu_0 = 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 - \left(\frac{kT}{mc^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)}$$

При прохождении сквозь среду, волна приобретает дополнительный набег фазы:

$$\Delta\varphi = k \cdot \int \mu(l) dl$$

где  $k$  – модуль волнового вектора,  $\mu(l)$  – показатель преломления среды.

Рассмотрим, что случится, если к волне, проходящей сквозь исследуемую плазму, добавить опорную волну с постоянной фазой и амплитудой. Согласно принципу суперпозиции, напряженность результирующего поля будет равна:

$$E = E_1 + E_2 = E_{10} \sin \omega t + E_{20} \sin(\omega t + \Delta\varphi)$$

Интенсивность в этой точке равна:

$$I = E^2 = E_{10}^2 \sin^2 \omega t + E_{20}^2 \sin^2(\omega t + \Delta\varphi) + E_{10} E_{20} \cos(\Delta\varphi) \cos(2\omega t + \Delta\varphi)$$

Усредняя это выражение по времени больше периода волны, получаем:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(\Delta\varphi)$$

$$I_{1,2} = \frac{E_{10,20}^2}{2}$$

В плазме набег фазы измерительной волны прямо пропорционален электронной плотности:

$$\Delta\varphi = \frac{2e^2}{m_e c^2} \lambda \langle n_e l \rangle$$

Таким образом, интерферометры позволяют измерять линейную плотность плазмы  $\langle n_e l \rangle$  в широком диапазоне плотностей. Минимальная плотность, которая на сегодняшний день может быть зарегистрирована при помощи интерферометрии, составляет  $\langle n_e l \rangle_{\min} \sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

Ограничения по плотности плазмы в первую очередь возникают по следующим причинам:

- Небольшая величина регистрируемой фазы;
- Случайная фаза, набираемая за счет вибраций.

Фазовое разрешение интерферометра, то есть минимальная регистрируемая разность фаз сильно зависит от типа интерферометра. По способу разделения плеч интерферометры бывают:

- с пространственным разделением плеч (например, интерферометр Майкельсона, интерферометр Маха-Цендера);
- с частотным разделением плеч (например, двухцветные интерферометры, дисперсионные интерферометры);
- с иным принципом разделения плеч.

Самый простой микроволновой интерферометр для исследования линейной плотности плазмы может быть собран по следующей схеме:

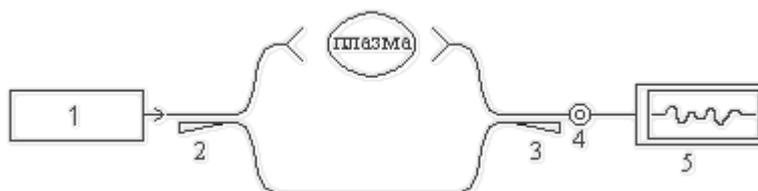


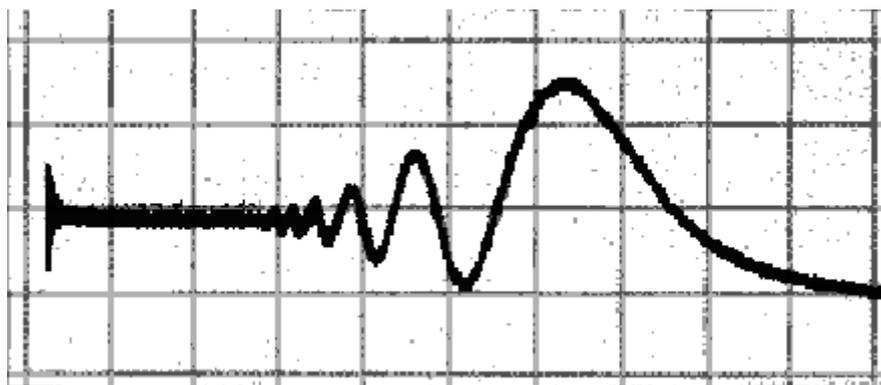
Рис. 6 Схема интерферометра для диагностики плазмы.

1 – генератор волны, 2 – разветвитель, 3 – смеситель, 4 – детектор, 5 – осциллограф

Волна, излучаемая генератором, разветвляется на опорный и измерительный тракты так, что длина каждого из плеч одинакова. Измерительное плечо проходит сквозь плазму, где волна набирает набег фазы за счет отличия показателя

преломления плазмы от единицы. Затем исследуемая и опорная волна смешиваются, и попадают в детектор, сигнал с которого поступает на осциллограф.

Если первоначальные (без плазмы) показания интерферометра скомпенсированы до нуля, то максимальное значение амплитуды сигнала будет в том случае, когда фаза проходящего через плазму сигнала повернется на  $\pi+2\pi n$ , а затем при увеличении фазы до  $2\pi+2\pi n$  сигнал опять станет нулевым. Таким образом, на выходе детектора наблюдается сигнал синусоидальной формы. Чем выше частота сигнала, тем больше число длин волн укладывается в плазму, и тем больше у него максимумов и минимумов. По уменьшению амплитуды кривой, огибающей максимумы, отчетливо видно затухание волны в плазме. Если в момент времени  $\tau$  сигнал полностью затухает – значит, плотность плазмы достигла критической, и наступила отсечка.



*Рис. 7. Характерная осциллограмма интерференционного сигнала, поступающего с детектора*

Проведение экспериментов часто связано со значительными вибрациями установки. При изменении разности длин плеч на длину  $\Delta l$ , соответствующий набег фазы равен:

$$\Delta\varphi = \pm 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda}$$

Поэтому, интерферометры, работающие в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн, очень чувствительны к колебаниям измерительного и опорного плеча относительно друг друга, и требуют специальных

мер стабилизации разности длин плеч: например, создания массивных станин из немагнитного материала.

Восстановление по интерференционному сигналу зависимости плотности плазмы от времени в случаях, когда набег фазы больше  $\pi$ , часто является нетривиальной задачей.

## 2.2 Классический интерферометр Уортона

Оригинальный тип интерферометра был предложен Уортоном [10,11]. В интерферометре типа «Зебра» на экране осциллографа можно непосредственно наблюдать и отсчитывать фазовый сдвиг сигнала, проходящего через плазму, причем все эффекты, связанные с изменением амплитуды сигнала, полностью подавляются.

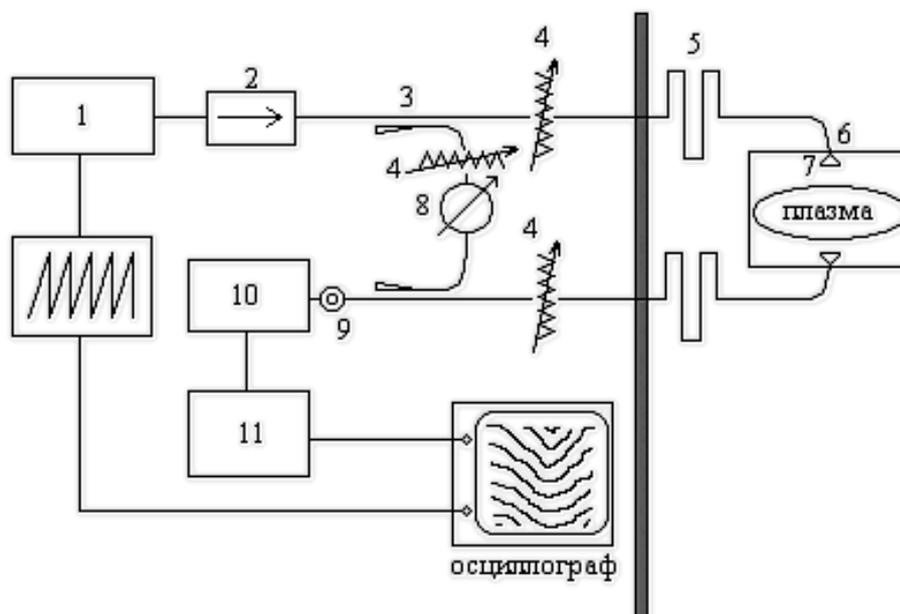


Рис.8. Схема микроволнового интерферометра типа «Зебра» с частотной модуляцией

1 – генератор волны с качающейся частотой, 2 – ферритовый вентиль, 3 – ответвитель, 4 – аттенюатор, 5 – тракт длиной 10 м, 6 – волноводное вакуумное окно, 7 – рупорная антенна, 8 – фазовращатель 0-360°, 9 – кристаллический видеодетектор, 10 – видеопредусилитель, 11 – видеоусилитель и ограничитель.

В схеме Уортона периодически меняется напряжение на отражателе клистрона, за счет чего выходной высокочастотный сигнал модулирован по частоте. При сложении волн измерительного и опорного тракта на детекторе, регистрируется появление нескольких максимумов и минимумов сигнала, следующих с частотой, равной частоте модуляции клистрона. Число максимумов и минимумов зависит от девиации частоты клистрона и разнице в длине трактов. Разность фаз измерительной и опорной волн при разности длин волноводов  $\Delta L$  и небольшой девиации частоты  $\Delta f$  дается выражением:

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_1 - \Delta\Phi_2 = \frac{2\pi \cdot (L_1\Delta\lambda_g - L_2\Delta\lambda_g)}{\lambda_g} \approx \frac{2\pi}{\lambda_g} \cdot \left(\frac{\lambda_g}{\lambda}\right)^2 \cdot \left(\frac{\Delta f}{f}\right) \cdot \Delta L$$

Сигнал с детектора усиливается, ограничивается, и подается во вход модуляции яркости луча осциллографа, а на вертикальные пластины осциллографа подается сигнал пилообразной формы, модулирующий напряжение на отражателе клистрона. В результате яркостной модуляции «пила» на осциллографе подсвечивается точками.

В режиме без плазмы, временные интервалы между точками подсветки точно равны расстоянию между интерференционными максимумами, и на экране осциллографа получаются прямые линии. Если плотность плазмы изменяется во времени, то меняется фаза проходящей волны, что приводит к изменению интервала времени, через который происходит подсвечивание луча осциллографа. Полосы на экране осциллографа искривляются вертикально.



*Рис. 9. Осциллограмма интерференционного сигнала в эксперименте Уортона*

Основным преимуществом данного интерферометра является его способность показывать знак изменения фазы (плюс или минус) при различных флуктуация плотности плазмы, при этом скорость горизонтальной развертки луча соответствует времени протекания процессов в плазме.

### 3. Модернизация интерферометра Уортона

#### 3.1 Усовершенствование схемы Уортона

Для исследования динамики плазмы на установки ГДЛ в рамках данной работы был собран микроволновой интерферометр.

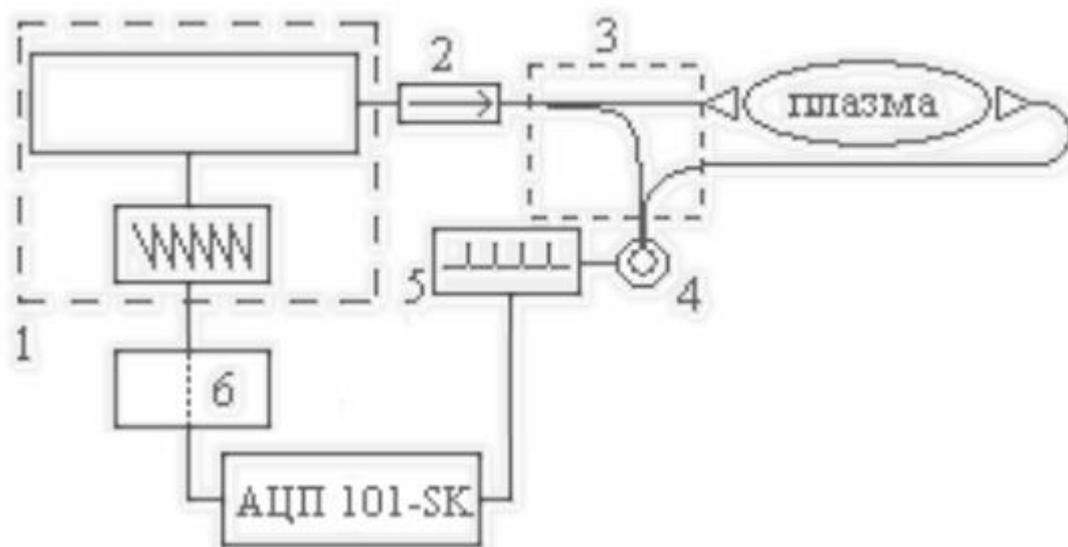


Рис. 10. Схема модернизированного интерферометра Уортона

1 – генератор волны с модулем качания частоты, 2 – ферритовый вентиль, 3 – модуль разветвления и смешивания измерительной и опорной волн, 4 – детектор, 5 – компаратор, 6 – оптронная развязка

Интерферометр размещен в торцевом баке установки, и волна входит в плазму перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, причем вектор электрической напряженности волны  $\vec{E} \parallel \vec{B}$ . Таким образом, по плазме распространяется обыкновенная волна, и единственным требованием к определению линейной плотности плазмы (при  $T_e \leq 100$  эВ) является малость частоты отсечки по сравнению с частотой волны.

В интерферометре генерация волны ведется на частоте 38,1 ГГц, что соответствует критической плотности плазмы, равной  $n_{\text{крит.}} = 1,77 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Истекающая через пробку плазма имеет в этом сечении гауссовское распределение с радиусом  $a=15$  см. Проводя несложную оценку, получаем:

$$\int_{-a}^a n_{\text{крит.}} \cdot \exp\left(\frac{x^2}{a^2}\right) dx = \int_{-15}^{15} n_{\text{крит.}} \cdot \exp\left(\frac{x^2}{15^2}\right) dx = n_{\text{крит.}} \cdot 22,4$$

Таким образом, максимальная линейная плотность, которую можно измерить при помощи данного интерферометра составляет

$$\langle n_e l \rangle_{\text{крит.}} \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}.$$

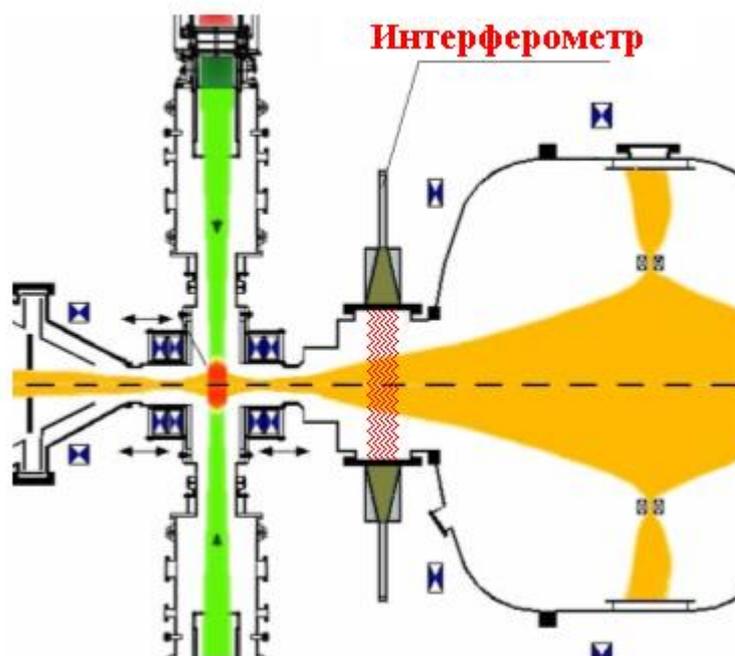


Рис. 11. Расположение интерферометра на установке ГДЛ

Генератор Г4-141, применяющийся для генерации высокочастотного излучения, был модифицирован. В стандартный блок был внесен специальный модуль, позволяющий делать достаточно быструю (50 КГц) частотную модуляцию волны. Для уменьшения помех, возникающих под влиянием магнитного поля, генератор удален на некоторое расстояние от установки, волна передается по волноводам общей длиной около 5 м.

Специфической особенностью новой схемы является диэлектрический волновод, используемый в качестве опорного плеча. Его длина всего 10 см, и он заменяет собой одновременно разветвитель, аттенюатор и фазовращатель в классической схеме Уортона. Приближая и удаляя при помощи юстировочного винта опорный волновод, можно изменять фазу и амплитуду опорного сигнала. Система разветвления волны при помощи диэлектрических волноводов выполнена в отдельном закрытом корпусе, служащем для увеличения механической прочности и для устранения электромагнитных помех.

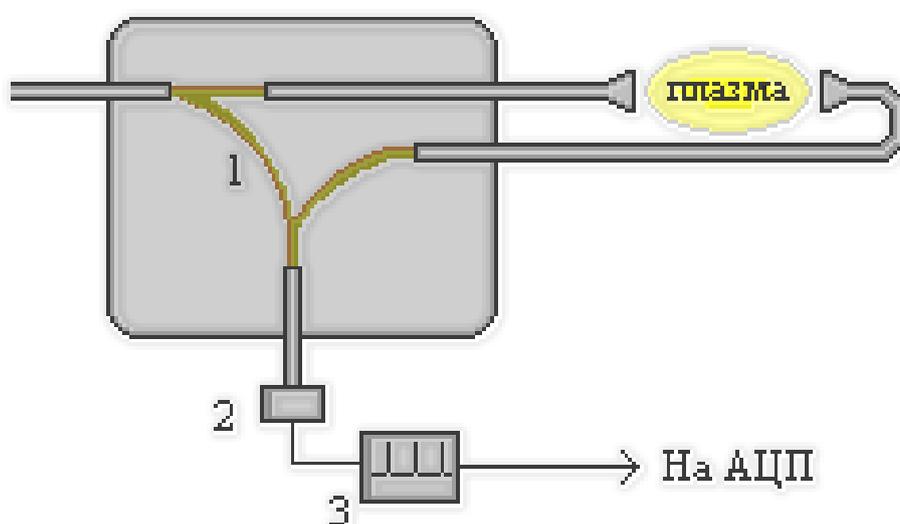


Рис. 12. Система разветвления и детектирования сигнала

1 – опорное плечо, выполненное в виде диэлектрического волновода, 2 – детектор, 3 - компаратор

Интерференционный сигнал подается на компаратор, который выдает импульсы запуска в момент фиксированной фазы. Сигнал с компаратора подается на вход «ТАЙМЕР» АЦП 101SK, и в момент прихода импульса запуска, модуль АЦП считывает одну точку пилообразного сигнала, модулирующего частоту волны.

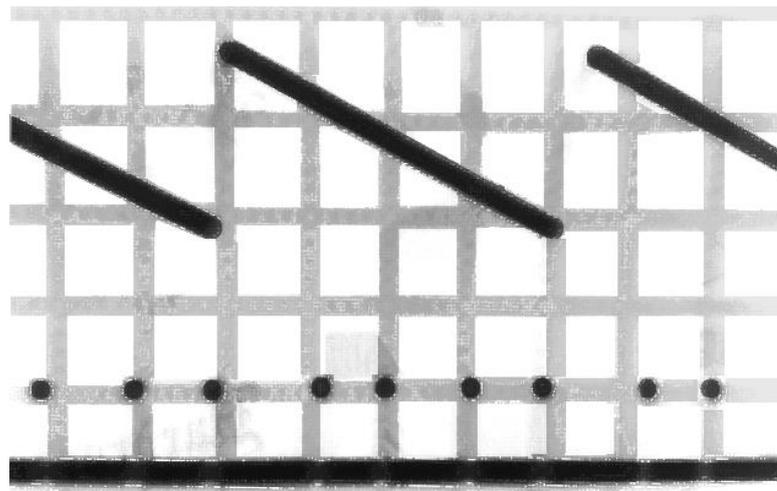


Рис. 13. Осциллограмма пилообразного напряжения, модулирующего частоту и импульсов запуска, выдаваемых компаратором.

В отсутствие плазмы в памяти АЦП остаются параллельные линии:

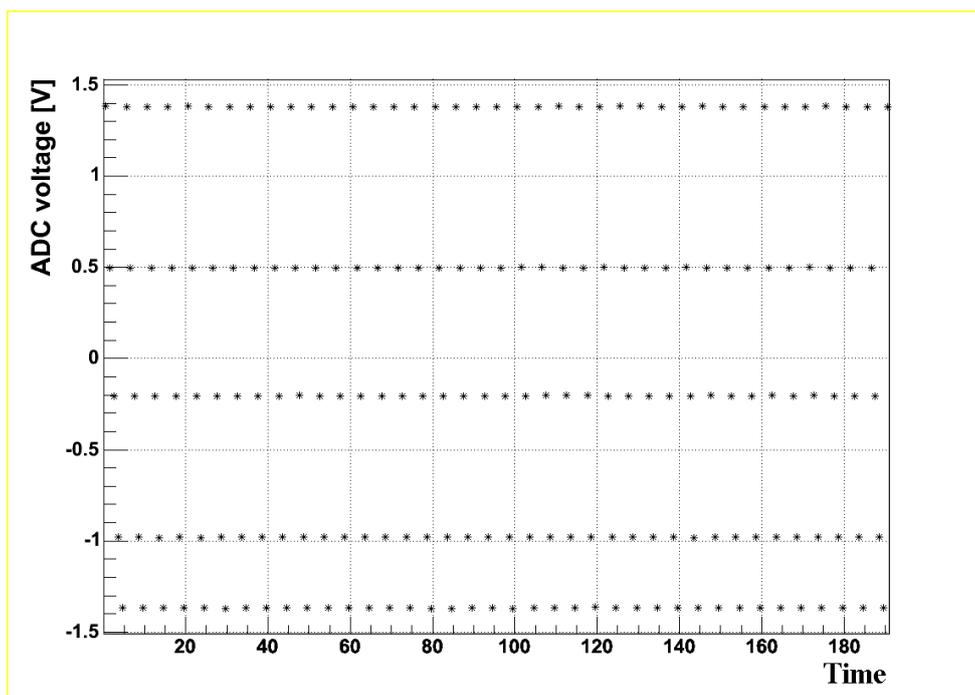


Рис. 14. Осциллограмма в памяти АЦП в отсутствие плазмы

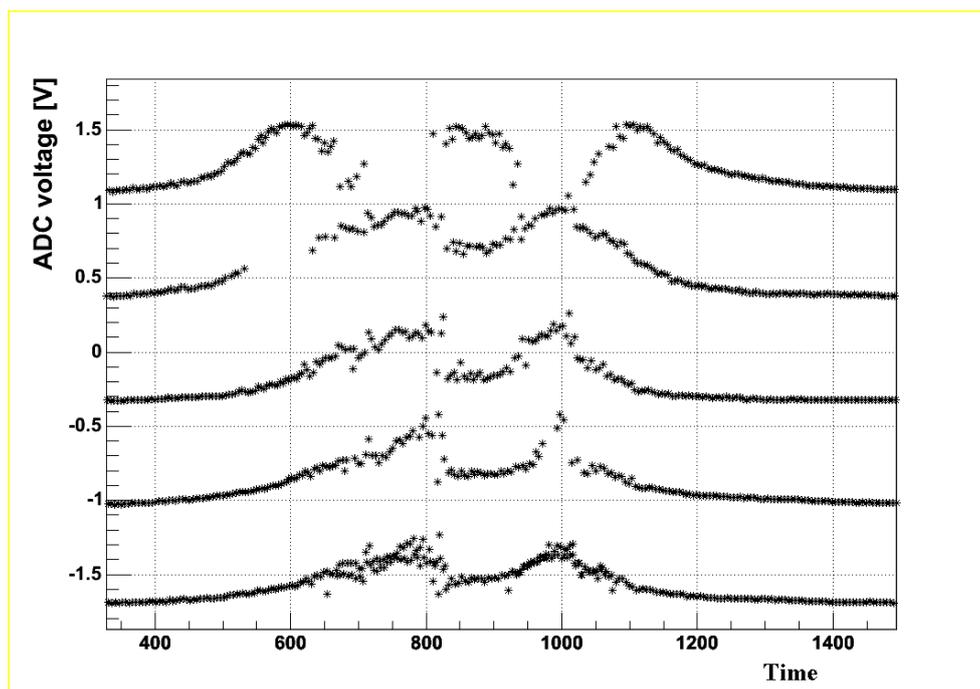
Как было сказано в главе 2.2, эту осциллограмму следует понимать не как сплошные линии, а как отдельные значения пилообразного напряжения, записанные в память АЦП в момент прихода импульса запуска с компаратора.

Появление плазмы в измерительном плече приводит к возникновению дополнительного набега фазы. Изменяется интерференционный сигнал, поступающий с детектора, и изменяются моменты времени, в которые компаратор выдает импульсы запуска. Поэтому точки смещаются вверх по «пиле».

При больших временах развертки эти точки сливаются в полосы, которые в явном виде отражают набег фазы измерительной волны за счет прохождения сквозь плазму. Основное требование к системе: чтобы период «пилы» был много меньше характерного времени изменения плотности плазмы. Период модуляции волны был выбран 20 мкс, что обеспечивало выполнение данного условия.

В зависимости от предполагаемого набега фазы в интерферометре предусмотрен регулятор количества полос: можно изменять амплитуду модулирующего напряжения. В проводимых экспериментах число полос менялось от четырех до восьми.

При наличии плазмы сигнал в памяти АЦП выглядит следующим образом:



*Рис. 15. Оциллограмма в памяти АЦП при наличии плазмы.*

Обработке данных в памяти АЦП и вычислению линейной плотности плазмы посвящен пункт 3.2.

## 3.2 Описание алгоритма обработки данных

Алгоритм выделения линии из пилообразного сигнала, записанного в памяти АЦП, заключается в следующем:

- Расстановка флагов (индексов) для каждой точки в зависимости от их положения на склоне «пилы». Если точка находится на «благоприятном» склоне, то ей присваивается флаг «0», если она является вершиной – «1», если это нижняя точка – «2», если она относится к неблагоприятному склону – «3», и, наконец, если эта точка является первой либо последней точкой в массиве данных, то ей присваивается флаг «4».

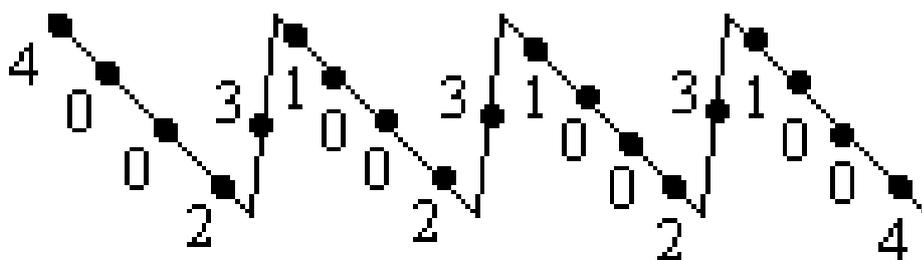


Рис. 16. Расстановка флагов на «пиле».

- Обработка в прямом направлении времени (слева направо): на первом склоне выбирается самая нижняя точка с индексом «0» (соответствующая второй линии). Далее с каждого склона выбирается точка, наиболее близкая к точке выбранной на пиле слева. Если не возникнет никаких проблем при обработке массива данных, то последняя точка также будет самой нижней точкой с индексом «0».
- Обработка в обратном направлении времени (справа налево): на последней «пиле» также выбирается самая нижняя точка с индексом «0», и далее с каждого склона пилы выбирается точка, наиболее близкая к точке выбранной на пиле справа.

В режимах с большими плотностями, плазма начинает работать как линза, и возникают различные аберрации. Интенсивность волны, приходящей на детектор может стать недостаточной для срабатывания компаратора. С этим связаны основные проблемы, возникающие в процессе обработки сигнала: импульс запуска не приходит в АЦП, и соответствующие точки не запоминаются.

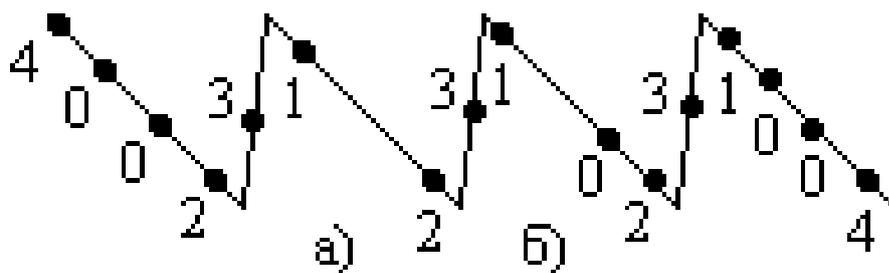


Рис. 17. Проблемы обработки данных в памяти АЦП.

Возможны два варианта возникновения проблем:

а) Короткая «пила». В том случае, когда программа определяет следующие подряд индексы «1» и «2», это свидетельствует о том, что на «пиле» отсутствуют несколько точек, поскольку компаратор не выдал импульс запуска. В таком случае ведется аппроксимация по трем предыдущим значениям.

б) Скачок значений. Как было сказано в пункте 3.1, частота пилообразного напряжения, модулирующего волну, подбирается так, чтобы период модуляции был много меньше времени характерного изменения плотности плазмы. Таким образом, не должно возникать резких скачков набега фазы, и если разность значений ближайших точек на двух склонах пилы превышает определенную величину  $\Delta$ , равную  $2/5$  полосы, то это означает, что одна или больше точки «выпали». Но в отличие от предыдущего случая, аппроксимация ведется различными способами для обработки слева и справа из-за различного характера динамики плазмы.

- Затем результаты двух способов обработки сравниваются, и строится конечный график зависимости линейной плотности плазмы от времени.

Значения  $\langle nl \rangle$  в зависимости от напряжения определяется по следующей формуле:

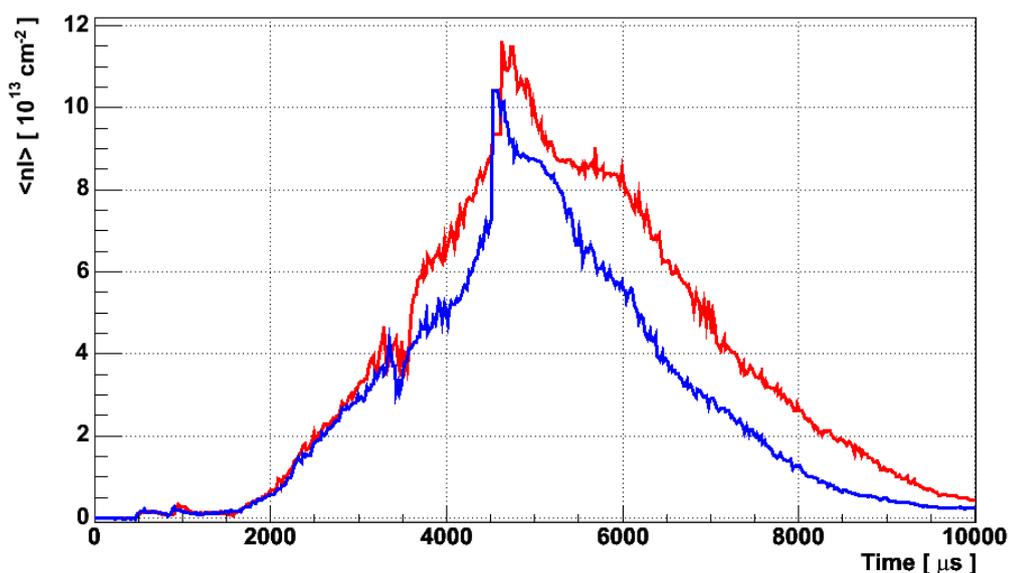
$$\langle nl \rangle = \frac{U \cdot 2\pi}{\Delta U_{\text{полосы}} \cdot \lambda \cdot 2.8}$$

где  $\lambda = 0.8$  см, 2.8 – переводной коэффициент

- При возникновении каких-либо спорных точек, значения которых отличаются больше, чем на  $0.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (в единицах  $\langle nl \rangle$ ), точка отбрасывается.

## 4. Результаты и обсуждение результатов

На рис. 18 представлены показания интерферометра в эксперименте с дополнительной приосевой инжекцией холодного газа в установку для увеличения плотности плазмы и поддержания материального баланса. Нижняя кривая соответствует эксперименту без добавления газа, а верхняя - эксперименту, в течение которого в центральную часть установки инжектировался газ. Кривые, представленные на графике, отображают среднее значение, усредненное по двум выстрелам каждая. По показаниям интерферометра хорошо видно увеличение электронной плотности в момент времени 3500 мкс, когда включалась подача газа в установку.

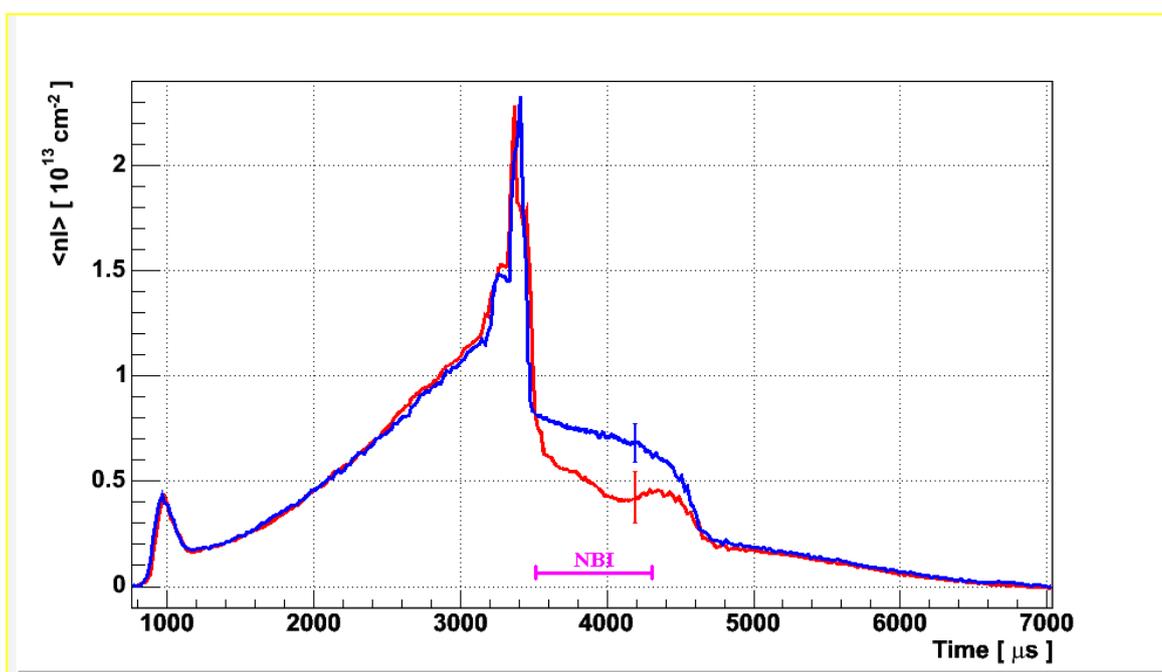


*Рис. 18. График линейной плотности плазмы в эксперименте с приосевой инжекцией газа. Нижняя кривая – режим без напуска газа, верхняя – режим с инжекцией.*

Описываемый СВЧ-интерферометр являлся одним из основных инструментов диагностики в первых экспериментах на компактном пробкотроне установки ГДЛ. В этих экспериментах параметры инжекции в пробкотрон были значительно ниже проектных. Суммарная мощность атомарных пучков составляла 500-600 кВт, при энергии 17 кэВ. Инжекция начиналась в 3500 мкс после начала отсчета шкалы и

имела длительность 900 мкс. Энергосодержание быстрых ионов, накопленных в компактном пробкотроне, было в районе 10 Дж.

На рис. 19 представлены показания интерферометра в эксперименте с компактным пробкотроном. Верхней кривой соответствует режим без инжекции быстрых частиц в компактный пробкотрон, а нижней - режим, в котором инжекция производилась и в компактном пробкотроне накапливались быстрые частицы. Данные интерферометра усреднялись по серии из 9 выстрелов для уменьшения влияния статистической ошибки.



*Рис. 19. График линейной плотности плазмы. Верхняя линия – режим без инжекции в компактный пробкотрон; нижняя – режим с инжекцией в компактный пробкотрон.*

В случае с инжекцией в компактный пробкотрон на графике хорошо прослеживается «провал» в районе 4 мс, соответствующий уменьшению потока электронов вследствие уменьшения потока теплых ионов из ловушки. Этот момент времени соответствует накоплению быстрых ионов в компактном пробкотроне. В

нем возникает амбиполярный потенциал, запирающий теплые ионы и уменьшающий продольные потери плазмы из центральной части ГДЛ.

Для подтверждения наличия амбиполярного удержания, производилось сравнение с показаниями дисперсионного интерферометра, расположенного в камере компактного пробкотрона:

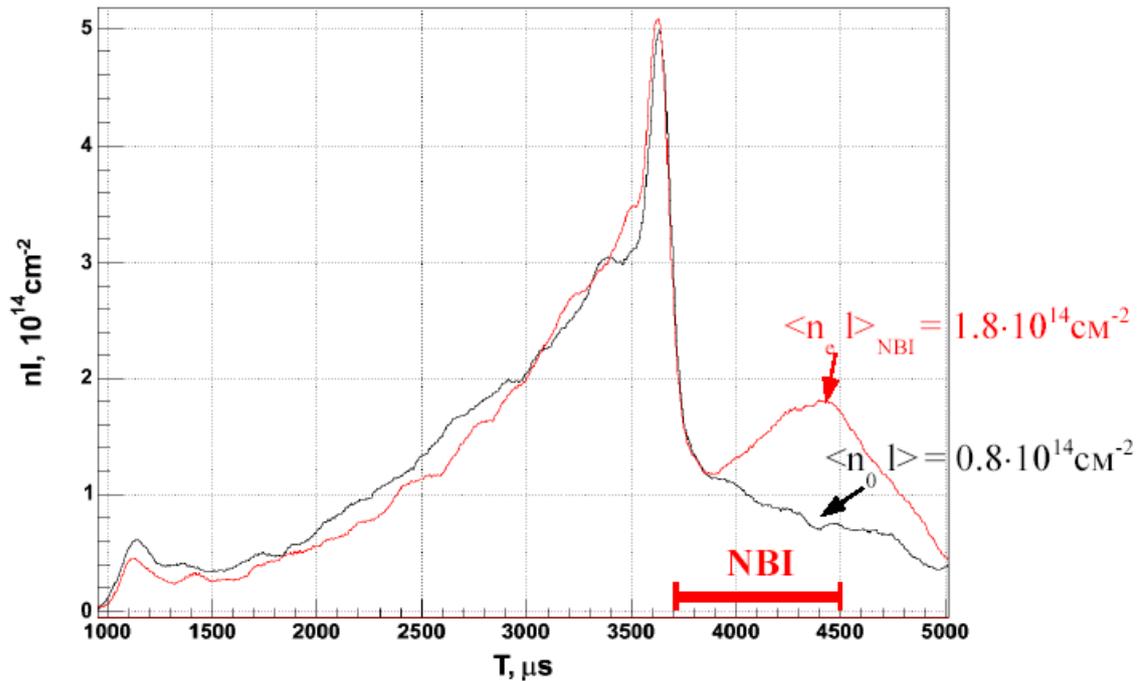


Рис. 20. График линейной плотности плазмы, снятый при помощи дисперсионного интерферометра, расположенного в камере компактного пробкотрона. Нижней соответствует режим без инжекции в компактный пробкотрон; верхней — режим с инжекцией.

На графике, приведенном на рис. 20, в момент уменьшения электронной плотности истекающей в расширитель плазмы (рис. 19) наблюдается увеличение плотности электронов в компактном пробкотроне. Это свидетельствует о том, что в системе действительно возникает потенциал, удерживающий ионы, и наблюдаемое уменьшение линейной плотности плазмы, истекающей в торцевой стабилизатор, соответствует именно амбиполярному удержанию, а не другим возможным эффектам (например, отклонению плазменного шнура от «просвечиваемой» интерферометром области).

## Заключение

В результате данной работы:

- Разработан и введен в действие 8-мм интерферометр со схемой частотно-фазовой модуляции и индикацией типа «Зебра». Собранный интерферометр измеряет линейную плотность плазмы с временным разрешением 20 мкс. Максимальная линейная плотность, которая может быть зафиксирована при помощи данного интерферометра, составляет  $\langle n_e l \rangle_{\text{крит.}} = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ .
- Проведена автоматизация измерений с использованием современной вычислительной аппаратуры.
- Написана программа обработки и восстановления сигнала из полученных осциллограмм.
- В эксперименте с компактным пробкотроном, было зафиксировано амбиполярное удержание плазмы в аксиально-симметричной открытой ловушке.
- В настоящее время интерферометр успешно работает на установке ГДЛ в качестве штатной диагностики.

## **Благодарности**

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю Аникееву Андрею Витальевичу за общее руководство и постоянную помощь в работе. Автор также выражает искреннюю благодарность: Зуеву Алексею Альбертовичу за плодотворное сотрудничество по разработке электронных схем, Бородкину Владимиру Николаевичу за техническую помощь в подготовке и проведении, Багрянскому Петру Андреевичу и Лизунову Андрею Александровичу за проведение экспериментов и полезное обсуждение результатов, а также Соломахину Александру Леонидовичу за предоставленные данные дисперсионного интерферометра.

## Список литературы

- [1] Будкер Г. И. в сб.: «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций». – М.: Изд. АН СССР, 1958, т.3.
- [2] Мирнов В. В., Рютов Д. Д. «Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы» // Письма в ЖТФ, 1979, т.5.
- [3] Мирнов В. В., Рютов Д. Д. – «Вопросы атомной науки и техники» // серия «Термоядерный синтез». Вып. 1(5), 57, 1980.
- [4] Давыденко В. И., Иванов А. А., Ю. Л. Козьминых, и др. «Экспериментальная модель газодинамической ловушки». Препринт ИЯФ 86-104, 1986.
- [5] Иванов А. А., Мишагин В. В., Росляков Г. В., и др. «Проект МГД стабилизатора – каспа для газодинамической ловушки» // в сб.: «Труды Всесоюзного совещания по открытым ловушкам». Москва, 1989.) М. ИАЭ им. Курчатова И. В., 1990.
- [6] Ivanov A. A., Karpushov A.N. and Lotov K.V., Trans. Fusion Technologies, 35, 107, 1999.
- [7] Kruglyakov E. P., Ivanov A. A., Tsidulko Yu.A. «A 14 MeV Neutron Source Based on Gas Dynamic Trap Concept. Status and Perspectives» 30<sup>th</sup> EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg, 7-11 July 2003 ECA Vol. 27A, P-2.189
- [8] Уортон Ч. «Микроволновая диагностика» в сб.: «Диагностика плазмы» под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М.: Изд. «Мир», 1967.
- [9] Хилд М., Уортон Ч. «Микроволновая диагностика плазмы». М.: Атомиздат, 1968.
- [10] Wharton C. B., Gardner A. L. – US Patent 2, 971. 153, 1959.
- [11] Heald M. A., Project Matterhorn Techn. Memo. 78, Princeton Univ., Princeton, N.Y., 1959.