

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра **ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

Зайцев Александр Сергеевич

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы Проектирование диагностики функции распределения горячих ионов методом коллективного Томсоновского рассеяния на ГДЛ

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

канд. физ.-мат. наук, доцент

в.н.с. ИЯФ СО РАН

Беклемишев А. Д./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2020 г.

Научный руководитель

канд. физ.-мат. наук,

с. н. с. ИЯФ СО РАН

Соломахин А. Л./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2020 г.

Дата защиты: «.....».....2020 г.

Новосибирск, 2020

Оглавление

1.	Введение	3
2.	Литературный обзор	5
3.	Коллективное Томсоновское рассеяние	8
3.1.	Теория	8
3.2.	Диагностика	11
4.	Проектирование	14
4.1.	Эксперимент с калориметром	15
4.2.	Изучение спектра гиротрона в плазме	17
4.3.	Расчет гауссова пучка для системы инжектирования пучка	21
5.	Выводы	24

Томсоновское рассеяние (TS) – это диагностический метод измерения электронной, ионной температуры и плотности плазмы с высокой точностью. Этот метод подходит для измерений с высоким пространственным разрешением, а некоторые диагностические системы позволяют делать измерения с высокой частотой повторений. Самая известная демонстрация томсоновского рассеяния, как надежного диагностического инструмента, была проведена в 1969 году британско-российской группой для проверки того, что токамак ТЗ удерживает плазму в диапазоне температур 0.3 – 1 кэВ [1], что в то время было высоким значением для такого параметра.

С тех пор все больше и больше групп ученых стали использовать данную диагностику, как надежный метод нахождения параметров плазмы, а также подтверждение адекватной работоспособности других диагностик, на основе полученных данных. Огромным преимуществом также являлся тот факт, что диагностика является безконтактной. Диагностический пучок можно использовать одновременно для нагрева плазмы. Причиной тому является такой метод нагрева плазмы как электронно циклотронный резонансный нагрев (ЭЦРН), который в данный момент установлен почти на всех ведущих установках. Как известно, ЭЦРН работает по принципу отдачи энергии электромагнитной волны электронам, которые вращаются вокруг магнитных линий с такой же частотой, что и частота электромагнитной волны или кратной ей. Это же излучение можно использовать в роли диагностического пучка, вдоль которого, на всей длине, мы сможем получить информацию о температуре или, например, что актуально, флуктуациях плотности заряда.

Диагностику методом томсоновского рассеяния планируют установить на самую внушительную установку в области физики плазмы – ИТЭР. Ее планируют установить в диверторе для наблюдения за электронной температурой и плотностью в режиме реального времени. Это необходимо для того, чтобы управлять положением плазменного шнура во время срывов [2]. Такая возможность позволит уменьшить последствия срыва. Причиной использования именно TS является также тот факт, что работа будет происходить в крайне неблагоприятных условиях таких как высокая радиационное излучение, эрозия стенок, ограниченный доступ к камере.

Мотивацией же для установки ГДЛ является тот факт, что данная уста-

новка является прототипом термоядерного источника нейтронов [3]. Такой способ использования откроет возможность дожигать радиоактивные отходы. Также существует идея гибридного ядерно-термоядерного реактора [4], где нейтронный источник работает в качестве драйвера для ядерного реактора. Нейтроны же на установке ГДЛ образуются вследствие D-D реакций. Благоприятными условиями для такой реакции является наличие высокой плотности ионов, которые вследствие инжекции образуются в точках пересечения плазмы и пучка, имея сильно анизотропную функцию распределения. Понимание того, как выглядит эта функция распределения ионов, для которой разрабатывается данная диагностика, даст понимание того, как можно изменить режим работы или модернизировать установку для увеличения плотности этих ионов, что даст еще больший выход нейтронов. Также данное исследование необходимо для уточнения теоретических моделей, которые описывают поведение горячих ионов, в частности и на ГДЛ.

Целью данной работы является проектирование диагностики функции распределения горячих ионов методом коллективного томсоновского рассеяния для установки ГДЛ и проведение необходимых исследований.

2. Литературный обзор

Диагностика с помощью коллективного томсоновского рассеяния нашла свое применение для широкого спектра задач. Для тороидальных установок необходимо исследовать флуктуации различных параметров, таких как плотность, потенциал, температура, магнитное поле, так как они напрямую связаны с задачей по увеличению времени удержания. Более того, часто возникает необходимость оперировать на разных масштабах длин волн. Большое внимание уделяется именно флуктуациям плотности плазмы, так как частое явление в тороидальных ловушках – дрейфовая неустойчивость.

Так же часто можно увидеть приложение данной диагностики в экспериментальных работах, где триспользуется информация о температуре горячих или теплых ионов. Часто в качестве источника для таких целей используется мощный генератор, с частотой зондирующего излучения порядка 10^2 ГГц.

Интересным примером использования CTS диагностики является эксперимент на стеллараторе LHD [5]. На сегодняшний день в работе установки используется 5 гиротронов, соединенных с линиями передач ЭЦРН. Три гиротрона мегаваттного класса имеют частоту 77 ГГц, а два других 154 ГГц. В качестве линии передачи излучения используются 3.5 дюймовые гофрированные волноводные линии, суммарная длина которых в общей сложности составляет более 100 м. Выходная мощность каждого из гиротронов достигает более 1 МВт менее, чем за 3 с. На каждом выходе оптических линий в вакуумный объем расположено управляемое зеркало. Зеркала имеют ультразвуковые двигатели или серводвигатели, для реализации быстрого движения во время плазменных разрядов. Рассеянное излучение собирается зеркалом системы ЭЦРН и попадает через оптическую линию на приемную антенну. Для переключения режимов работы, оптическая линия имеет переключатель. Для диагностики имеется возможность использовать сразу две линии. Планируется также установка 300 ГГц диагностики [6]. Диагностика CTS показывает ионную температуру до 1 – 2 кэВ при плотностях $(1 - 2) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и электронную температуру 2 – 4 кэВ [7]. Для восстановления функции распределения используется анализ CTS спектра методом инверсии с глубоким обучением. Также, примечательно, что форма спектра в данной диагностике имеет асимметричную форму вследствие инжекции нейтральных атомов

с энергией 180 кэВ. Следует отметить, что результаты данной диагностики важны для проектирования подобной диагностики для ИТЭР в связи с близостью частотного диапазона зондирующего излучения.

Хорошим примером CTS диагностики, направленной на решение сразу нескольких задач, является диагностика, установленная на токамак FTU [8]. В данном случае используется гиротрон с мощностью 500 кВт, индуцирующий электромагнитную волну с частотой 140 ГГц. Система инжектирования пучка спроектирована таким образом, чтобы можно было дистанционно переключать режим диагностики на ЭЦРН с помощью пневматических переключателей. Система зеркал для фокусировки излучения также представляет интерес – она исполнена совместно с системой приема. Выглядит это как симметричная коробка с 4 зеркалами с каждой стороны. Расположение данной системы в центре тора позволило обеспечить непосредственную близость зеркал к объему рассеяния, что позволяет получать приемлемое разрешение не отягощая данную систему дополнительными элементами. Приемник рассеянного излучения представляет собой гомодинный радиометр с центральной частотой так же 140 ГГц. Для сбора данных используется многоканальный анализатор с 32 каналами, записывающий полосу рассеяния до 2400 МГц. Радиометрическая чувствительность данной системы составляет 0.05 – 1 эВ. Далее сигнал сравнивается с результатом TCSC кода, опирающегося на физическую модель, в которой предполагается рассеяние зондирующего пучка на флуктуациях электронной плотности из-за движения ионов. Диагностика позволяет получать сигналы, характеризующиеся быстрыми модуляциями, которые коррелируют, согласно теоретическим моделям, с наличием магнитных островов. Наконец, диагностика помогает обнаруживать сигналы, связанные с быстрыми сигналами МГД, такие как вращения и разрывы, возникающие в области плотной плазмы.

Относительно недавно (2019 г.) CTS диагностика была установлена и на стелларатор Wendelstein 7-X. Дизайн разработан таким образом, чтобы разделять основную квазиоптическую линию на ЭЦРН и CTS. ЭЦРН система на данной установке состоит из 10 гиротронов, работающих на частоте 140 ГГц. В качестве зондирующих пучков используется только два. Для приема рассеянного излучения используется два порта, что позволяет наблюдать за параметрами плазмы сразу в двух точках. Объем пересечения зондиру-

ющего и рассеянного излучения находится на периферии плазмы, так как в центре находятся резонансные поверхности, на которых излучение активно поглощается [9]. Рассеянное излучение направляется на приемную антенну с помощью системы зеркал, находящейся вне основного объема. CTS приемник представляет собой гетеродинный радиометр, который принимает и фильтрует сигнал, который в дальнейшем оцифровывается на быстром аналогово-цифровом преобразователе с частотой дискретизации $6.25 \cdot 10^9$ отсчетов в секунду и полосой пропускания 5 ГГц. Полученный сигнал анализировался, используя прямую модель eCTS в электростатическом приближении. Полученные температуры ионов показали хорошее согласие с измерениями рентгеновской спектроскопии [10].

На токамаке TEXTOR использовалась средняя частота между LHD и Wendelstein 7-X. Для зондирования плазмы использовался гиротрон с частотой 110 ГГц и мощностью 150 кВт. Волна излучалась в плазму в направлении близком к радиальному. Величина тороидального магнитного поля в эксперименте составляла 2.6 Т. При этом зоны электронного циклотронного резонанса на частоте гиротрона оказывались смещены в наружную область, что позволяло избежать значительного поглощения излучения в плазме, область рассеяния, в свою очередь, находилась в центре тора. Изменение ориентации подвижного приемного зеркала позволяло менять положение объема, из которого собиралось рассеянное излучение. Результаты диагностики позволяли получать функцию распределения по скоростям в различных сценариях.

3. Коллективное Томсоновское рассеяние

3.1. Теория

Хорошо известно, что электромагнитное излучение испускается зарядом имеющим ускорение. Важным примером этого является случай, когда ускорение индуцируется электромагнитной волной. Это взаимодействие, когда падающее излучение имеет достаточно низкую частоту ω такую, что энергия отдельно взятого кванта $\hbar\omega \ll m_e c^2$ – энергии покоя заряда, обычно называют томсоновским рассеянием [11].

Для одиночного заряда угловое распределение интенсивности, частоты и фазы рассеянного излучения зависит от траектории этого заряда относительно наблюдателя. Равным образом для большой группы зарядов рассеянный спектр связан с траекториями всех этих зарядов или, скорее, на практике, с некоторым средним значением, принимаемым за вероятное поведение группы. По спектру излучения, рассеянного от плазмы, в принципе можно определить температуру электронов и ионов, плотность ионизации, направление и величину магнитного поля в плазме и вообще информацию обо всех флуктуациях (волнах, неустойчивостях) внутри плазмы [12]. На самом деле существует ряд ограничений – поперечное сечение рассеяния настолько мало, что измерения на лабораторных плазмах были ограничены вплоть до появления мощных лазеров.

Картина явления для томсоновского рассеяния следующая: колеблющееся электромагнитное поле падающего пучка ускоряет каждую из заряженных частиц в плазме, и эти заряды впоследствии начинают колебаться, тем самым испуская излучение. Такое взаимодействие в первую очередь связано с электронами, так как ускорение ионов меньше в силу их много большей массы. Спектр рассеянного излучения зависит от электронной и ионной плотности, электронной и ионной температур, магнитного поля и колебаний плазмы.

Как уже было ранее сказано, электромагнитная волна может взаимодействовать с группой частиц как со свободными частицами – суммарная интенсивность равна сумме интенсивностей от отдельных электронов, так и одновременно с большой группой частиц – иная ситуация нежели с предыдущим случаем, здесь уже для вычисления интенсивности требуется складывать электрические поля рассеянного излучения от отдельных электронов. В двух разных случаях естественно ожидать разные спектры рассеяния. Такие

спектры называются неколлективные и коллективные соответственно. Для того, чтобы найти параметр, по которому мы сможем различать два разных случая, рассмотрим усредненную по времени рассеянную мощность на единицу телесного угла в некотором объеме с N электронами и N/Z ионами с зарядом Ze , на расстоянии R от наблюдателя, электроны и ионы одинаковы:

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \frac{cR^2}{8\pi} \left(\sum_N^{j=1} \mathbf{E}_{js} \sum_N^{l=1} \mathbf{E}_{ls} \right),$$

где P_s – рассеянная мощность (s – scattered), R – расстояние от наблюдателя до точки рассеяния, \mathbf{E}_{js} – рассеянное электрическое поле от j -го электрона в точке наблюдения. Это уравнение для вышеуказанных условий можно переписать как

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \frac{cR^2}{8\pi} N E_s^2 + \frac{cR^2}{4\pi} N(N-1) \overline{(\mathbf{E}_j \cdot \mathbf{E}_l)}_{j \neq l}, \quad (1)$$

где разделены члены с $j = l$ и $j \neq l$, чертой обозначено усреднение по ансамблю.

Рассмотрим сначала $j = l$. Среднее поле для каждого электрона одинаково, так как $R \gg V^{1/3}$ – любого линейного размера объема, где располагаются все частицы, и обозначили его как E_s . Это рассеяние, которое мы получили бы от N случайно распределенных электронов, то есть не коллективных. На этом этапе удобно ввести параметр α ,

$$\alpha \equiv 1/k\lambda_{De},$$

где λ_{De} – Дебаевская длина. Для $k\lambda_{De} \gg 1$, где k – модуль разницы между волновыми векторами падающей и рассеянной волной, волна видит заряды на таком масштабе длины, в котором они кажутся свободными. Если их положения случайны, как можно было бы ожидать для системы в термодинамическом равновесии, то первый член доминирует, и неколлективное рассеяние требует

$$\alpha = \frac{1.08 \cdot 10^{-4} \lambda \text{ см}}{\sin \theta/2} \left[\frac{n_e (\text{см}^{-3})}{T_e (\text{эВ})} \right] \ll 1,$$

где θ – угол между волновыми векторами падающей и рассеянной волны.

Рассмотрим теперь случай с $j \neq l$. Уравнение принимает вид (1), так как электроны неотличимы друг от друга и существует N способов, которыми мы можем выбрать электрон j , оставляя $N - 1$ способ выбрать электрон l для $l \neq j$.

Если электроны распределены случайным образом, то второй член равен нулю, так как мы будем видеть случайную фазу от каждого E_j и E_l , и в сумме при очень большом N будет стремиться к нулю. Этот член может давать вклад только тогда, когда распределение электронов будет коррелированным. Фактически, мы получаем значительный вклад от второго члена, когда длина волны рассеяния λ сравнима или больше длины Дебая, т.е. $\alpha \geq 1$. В этом случае падающая волна взаимодействует с экранированными зарядами, то есть мы имеем коллективное рассеяние. В режиме коллективного рассеяния ($\alpha > 1$) каждый электрон видит коллективную природу окружающих электронов, обеспечивающих корреляцию фаз, и второй член в уравнении (1) дает ненулевой вклад.

Ранее мы говорили о том, что ввиду большей массы ионов по сравнению с электронами амплитуда рассеяния у электронов больше и, очевидно, спектр электронов должен перекрывать излучение ионов, но при коллективном взаимодействии частиц такая логика не работает. На сегодняшний день принята иная физическая интерпретация коллективного томсоновского рассеяния.

Рассеяние на флуктуациях плазмы впервые было рассмотрено в рамках последовательной теории флуктуаций в плазме в [13]. Результатами этих рассуждений пользуются и по сей день. При этом предлагается следующее “разъяснение” взаимодействия волны с частицами. Как известно, для плазмы существует понятие “Дебаевская длина”, которая имеет свой физический смысл, а именно оно показывает расстояние, на которое распространяется действие электрическое поля отдельного заряда. То есть вне сферы такого радиуса электрическое поле экранируется в результате поляризации окружающей среды. И в рамках вышеупомянутой теории, авторы вводят понятие “электронных шуб”. Это означает, что каждый ион имеет такую поляризационную электронную шубу, которая экранирует положительный заряд, что и делает отличным рассеяние на флуктуациях в плазме от суммы рассеяний на отдельных электронах. Таким образом, рассеяние ионов обеспечивается не колебанием ионов под действием электромагнитной волны, а электронной

шубой ионов.

Суммируя вышесказанное, можно принять следующую физическую интерпретацию коллективного томсоновского рассеяния: рассеяние происходит как на электронах, так и на ионах, но, в отличие от свободных зарядов, члены, которые дают вклад в суммарную интенсивность, имеют тот же порядок величины (за счет электронных шуб), что и электроны.

В известной монографии [12] автор даёт вывод функции спектральной плотности коллективного томсоновского рассеяния, результат которого представляется следующим уравнением:

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi}{k} \left| 1 - \frac{\chi_e}{\epsilon} \right| f_{e0}\left(\frac{\omega}{k}\right) + \frac{2\pi Z}{k} \left| \frac{\chi_e}{\epsilon} \right| f_{i0}\left(\frac{\omega}{k}\right). \quad (2)$$

Формула (2) содержит величины: χ_e – электронная проницаемость, ϵ – полная продольная диэлектрическая проницаемость, $f_{e0,i0}(\omega/k)$ – нормализованные одномерные функции распределения скоростей электронов и ионов соответственно по направлению \mathbf{k} и Z – заряд ионов. Это уравнение и связывает информацию о функции распределения ионов со спектральной плотностью излучения – величины, которую можно связать с мощностью рассеянного излучения. Первое слагаемое содержит вклад электронов, а второе – ионов и, как видно, они имеют одинаковый порядок величины, что позволяет наряду с флуктуациями электронов учитывать вклад ионов.

3.2. Диагностика

Проблемы диагностики ионной функции распределения методом коллективного рассеяния, развивавшиеся на протяжении многих лет, обозначили свою главную трудность, которая обусловлена чрезвычайно малой величиной коэффициента рассеяния на равновесных флуктуациях, который для типичных условий термоядерной плазмы не превышает 10^{-23} 1/Гц [14]. Это предполагает использование достаточно мощного источника зондирующего излучения и накладывает ограничения на такой параметр приемника как чувствительность. Лазеры обычно имеют небольшую длину волны (например, СО₂ лазер – 10.6 мкм). Это заставляет использовать малые углы рассеяния, для выполнения условий на α . В таком случае возникают проблемы, связанные с фоном от нерассеянного излучения. В связи с этим, на сегодняшний день, для такого рода использования, является перспективным миллимет-

ровый диапазон, в котором используются мощные генераторы (гиротроны), которые нашли применение для электронно-циклотронного резонансного нагрева (ЭЦРН) плазмы. Это позволяет получить значительное увеличение отношения сигнал/шум по сравнению с оптическими источниками.

Таким образом, в диагностике, которая является объектом данной работы, в качестве источника был выбран гиротрон, который ранее использовался для ЭЦРН. Частота гиротрона, исходя из эксперимента обсуждаемого ниже, составляет 54.46 ± 0.02 ГГц, что соответствует длине волны 5.5 мм. При электронной плотности 10^{13} см, электронной температуре 180 эВ и угле между векторами $\pi/2$ ранее введенный безразмерный параметр α принимает значение более 10^3 , что с хорошим запасом соответствует коллективному рассеянию.

Диагностика измеряет спектр рассеянного излучения. Если определить P^s и P^i как рассеянную и падающую мощности соответственно, то полученная спектральная плотность мощности будет соответствовать следующему выражению [15]:

$$\frac{dP^s}{dw} = P^i \lambda^i \lambda^s r_e^2 n_e O_b G \frac{S(\mathbf{k}, w)}{2\pi}, \quad (3)$$

где r_e – классический радиус электрона, $\lambda^{i,s} = 2\pi c/\omega^{i,s}$ – падающие (incident) и рассеянные (scattered) длины волн соответственно, n_e – плотность электронов, $O_b = \int I^i I^s dV$ – объем перекрытия пучков, определенный как интеграл от произведения нормализованных интенсивностей падающего и рассеянного пучков по объему, G – геометрический форм фактор, определенный поляризацией падающего и рассеянного излучений и $S(\mathbf{k}, \omega)$ – спектральная интенсивность плазменных флуктуаций.

Рассеянное излучение попадает на приемную систему, требования к которой диктуются ожидаемыми характеристиками этого излучения. В статье [16] авторы последовательно оценивают уровень сигнала рассеянной волны гиротрона для геометрии ГДЛ. В качестве функции распределения быстрых ионов используется результат моделирования кодом DOL, который решает баунс-усредненное кинетическое уравнение для популяции быстрых частиц, создаваемых с помощью инжекции в плазму нейтральных пучков. Также для учета рефракции использовался код для трассировки лучей, ранее разработанный для моделирования ЭЦРН в ГДЛ. Результат показывает, что ожи-

даемый уровень сигнала 100-500 эВ находится в полосе частот 300 МГц, что эквивалентно уровню мощности в 5-25 нВт на входе приемника. Отмечается, что объем, используемый для диагностики, находится далеко от электронно-циклотронного резонанса основной гармоники, примерно вблизи 6 гармоники, что дает вклад около $10^{-6} T_{CTS}$ при электронной температуре 200-600 эВ. Основные же источники шума в предполагаемой диагностике исходят от самого приемника и от потенциального паразитного спектра гиротрона, экспериментальное исследование которого обсуждается ниже.

4. Проектирование

ГДЛ – газодинамическая ловушка, находящаяся в ИЯФ СО РАН. Установка представляет собой аксиально-симметричную магнитную ловушку открытого типа. Схема установки представлена на Рис. 1. Основные параметры установки таковы: отношение поперечной составляющей давления плазмы к давлению магнитного поля $\beta = 0.6$, пробочное отношение $R = 30$, средняя электронная температура на оси $T_e = 200$ эВ, средняя плотность плазмы на оси 10^{13} см $^{-3}$, мощность нагрева NBI – 5 МВт, мощность гиротрона для ЭЦРН – 400 кВт, расстояние между пробками – 7 м.

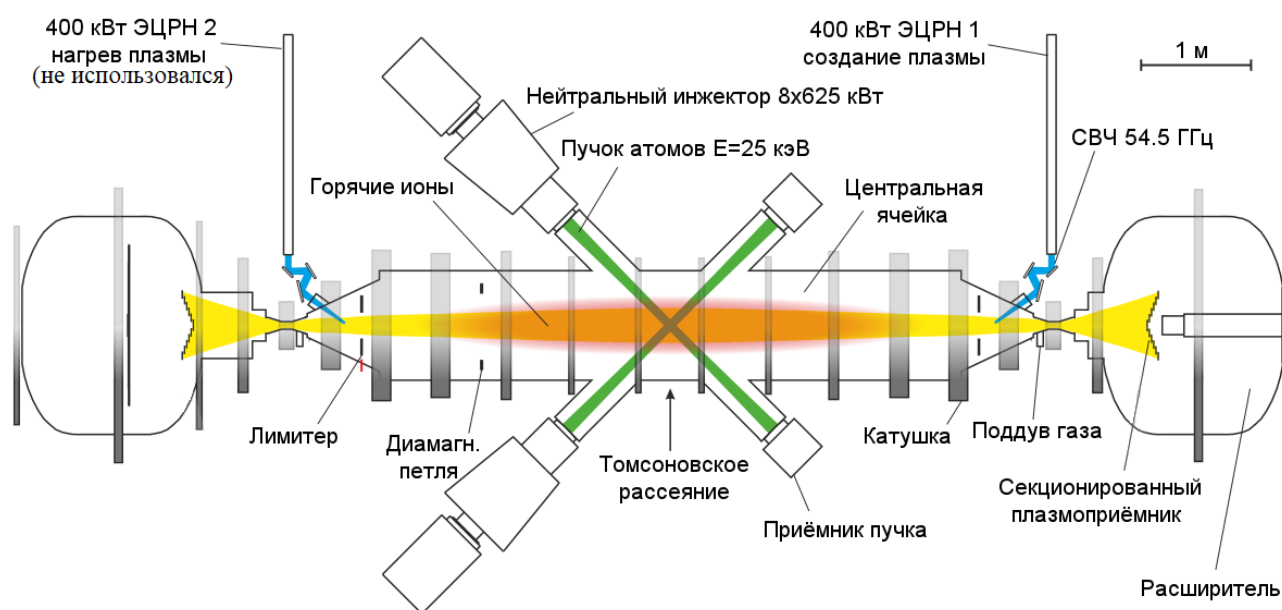


Рис. 1. Схема установки ГДЛ.

Особенностью данной установки является система нагрева плазмы (ЭЦРН), путем поглощения электромагнитной волны с частотой 54.46 ГГц. Излучение генерируется посредством одного гиротрона.

Плазма ГДЛ состоит из двух компонентов с разными средними энергиями. Первая – это основная плазма, служащая мишенью для инжекции NBI. Эта компонента находится в газодинамическом режиме и имеет изотропное равновесное распределение скоростей из-за высокой частоты столкновений. Вторая компонента состоит из быстрых ионов, образующихся в результате наклонной инжекции пучков водорода или дейтерия в основной объем плазмы. Быстрые ионы находятся в бесстолкновительном адиабатическом режиме. В результате такого поведения, быстрые ионы осциллируют в области между двумя точками разворота. Время удержания энергии быстрыми ионами

определяется электронно-ионными столкновениями. Это время оказывается намного меньше времени углового рассеяния и, вследствие этого, ионы имеют сильно анизотропное немаксвелловское распределение скоростей. Плотность и давление достигает своих пиков как раз вблизи точек разворота. Таким образом создаются благоприятные условия для D-D реакций.

4.1. Эксперимент с калориметром

Как уже ранее неоднократно утверждалось, источником рассеиваемой волны предполагается использовать гиротрон с выходной мощностью 400 кВт. Для того, чтобы рассчитывать приемную систему, а именно фильтр для ослабления спектра гиротрона, появилась необходимость исследовать мощность непоглощенного рассеянного стенками вакуумной камеры излучения гиротрона, которая будет приходить на место ее установки, так как теоретическая мощность рассеянного плазмой излучения оценена как 5 – 25 нВт [16]. Поэтому был проведен следующий эксперимент, схема которого представлена на Рис. 2.

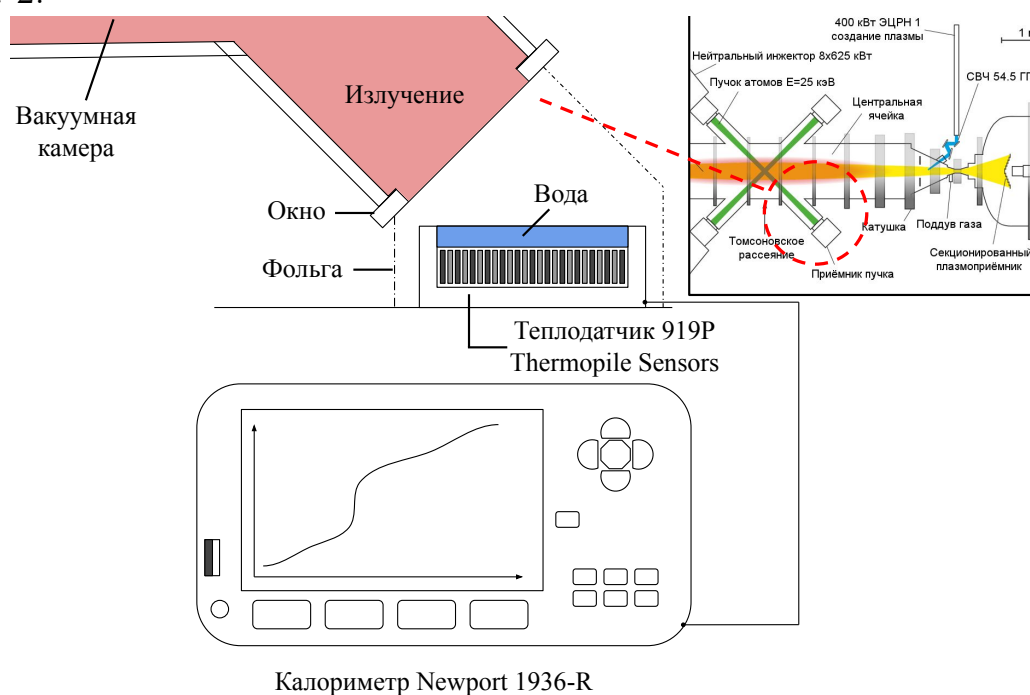


Рис. 2. Схема эксперимента с калориметром.

В качестве измерителя изменения энергии использовался калориметр Newport 1936-R. В качестве абсорбента использовался тонкий слой воды, который наливался на теплодатчик 919P Thermopile Sensors. Калибровка использовалась заводская в соответствии с руководством пользователя. Затем проводился импульс гиротрона в объем ГДЛ без плазмы и измерялось изменение

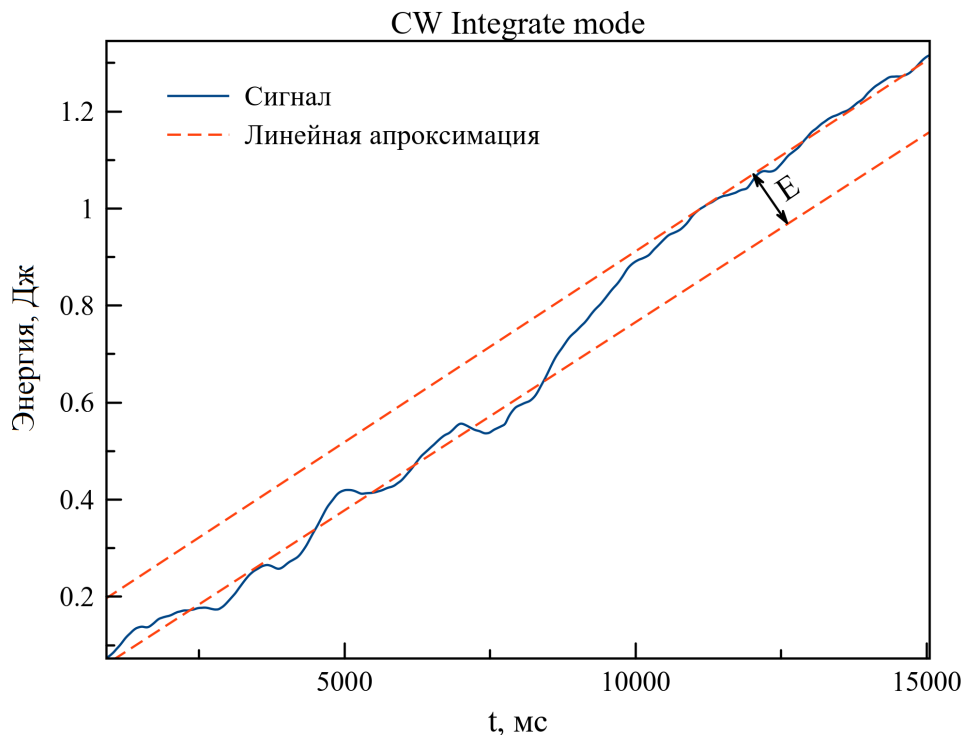


Рис. 3. Пример сигнала с калориметра с наложенными аппроксимациями постоянного уровня шума и определением энергии.

энергии. Таким образом была проведена серия из 10 импульсов, для того, чтобы набрать статистику данного измерения. Далее сигнал обрабатывался на компьютере с помощью написанного кода на языке python – накладывались аппроксимирующие прямые на постоянный уровень нарастания энергии и вычислялась средняя энергия. Пример сигнала с калориметра можно увидеть на Рис. 3.

На рисунке также виден метод вычисления. Наклон графика объясняется выбранным режимом сбора данных – CW Integrate mode. На графике отображается постоянная составляющая – нарастание энергии ввиду колебаний температуры окружающей среды. Полученная энергия, в среднем 0.19 Дж, определение которой отмечено на Рис. 3, это энергия, которую поглотил слой воды в $d = 1$ мм. Для частоты 54.5 ГГц была выбрана диэлектрическая проницаемость равной $\hat{\epsilon} = \epsilon' + i\epsilon'' = 47 + i36$ [17]. По формуле Френеля для нормального падения был посчитан коэффициент прохождения равный 0.42, показатель преломления воздуха был взят за 1. Затем был посчитан коэффициент поглощения в соответствии с законом Ламберта-Бугера – $I_1 = I_0 e^{-\alpha d}$, где $\alpha = 2\frac{\omega}{c}\text{Im}(\sqrt{\epsilon' + i\epsilon''})$, а I_0 и I_1 – начальная и конечная интенсивность соответственно. Считалось, что излучение полностью отражалось от поверхности

и проходило в сумме расстояние $2d$. Коэффициент получился практически равный единице вплоть до 5 знака после запятой, т.е. все излучение успевало поглотиться. Полная энергия, пришедшая на слой получилась равной 0.45 Дж. Длительность импульса в среднем составила 5.3 мс, что дает мощность 85 Вт. Площадь поверхности детектора составляла 19.63 см^2 , а телесный угол, с которого поступало излучение, был равен 2π срад. Итоговая полученная мощность на единицу площади на телесный угол – $0.69 \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{срад})$.

4.2. Изучение спектра гиротрона в плазме

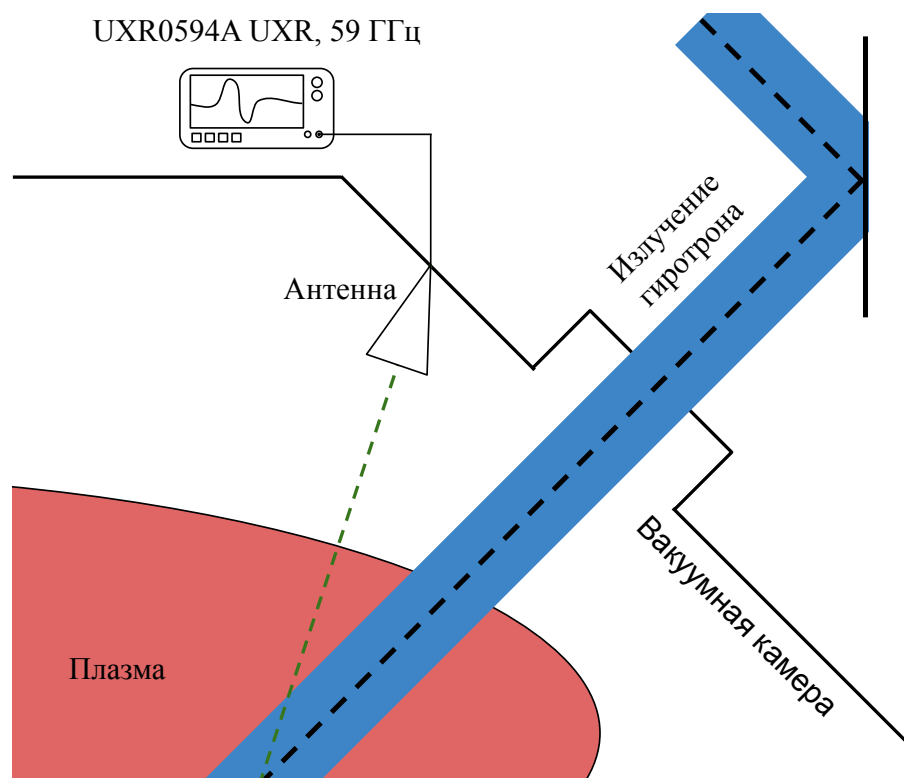


Рис. 4. Схема эксперимента по изучению излучения гиротрона.

Выше упоминалось о необходимости измерения спектра гиротрона, для того, чтобы сравнить его с теоретически промоделированным спектром томсоновского рассеяния, а также для нахождения паразитных полос вне основной частоты. Для этого был проведен следующий эксперимент, схема которого изображена на Рис. 4.

Излучение гиротрона подавалось в вакуумную камеру, где присутствовала плазма, рупорная антенна принимала излучение на высокоскоростной осциллограф Keysight Infinium UXR0594A с полосой пропускания 59 ГГц. Угол между направлением антенны и пучком гиротрона составлял 48 градусов. Сигнал принимался на рупорную антенну и, пройдя фильтр высоких

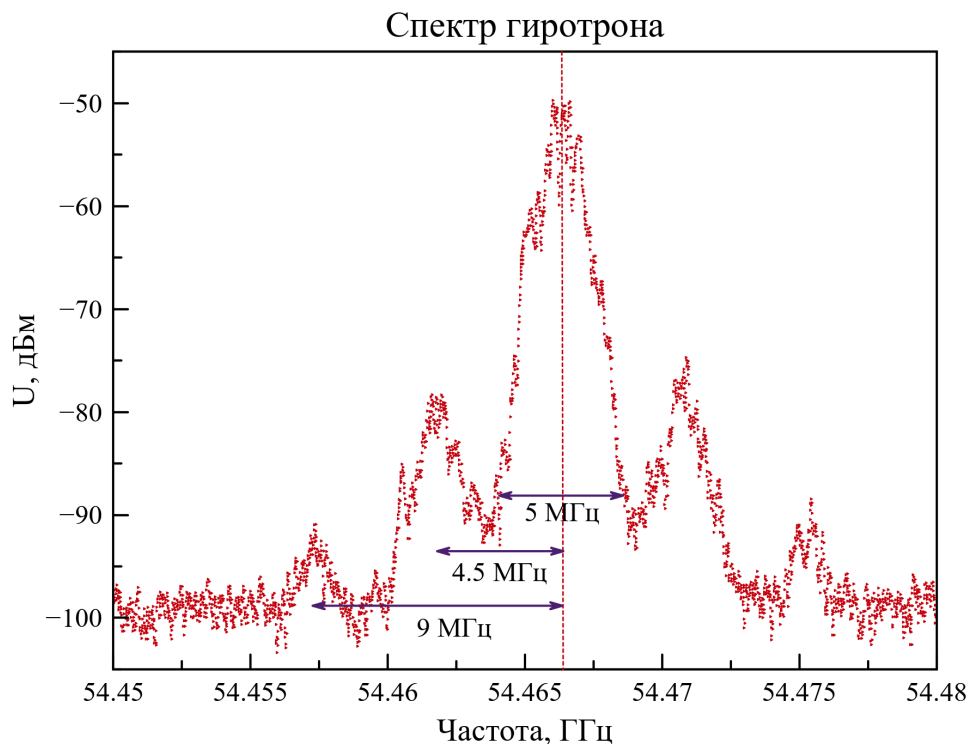


Рис. 5. Спектр гиротрона в логарифмическом масштабе.

частот (ослабление сигнала на 6 дБ на частоте гиротрона), затем с помощью коаксиально-волноводного преобразователя и специального высокочастотного коаксиального кабеля подавался на осциллограф. Далее сигнал обрабатывался на компьютере, а именно, переводился в Фурье пространство. Характерный спектр рассеянной волны представлен на Рис. 5.

Как можно увидеть, помимо того, что гиротрон имеет достаточно узкий спектр – 5 МГц, в такой конфигурации возникают побочные пики, отстоящие от частоты излучения зондирующего пучка на примерно 4.5 МГц и на 9 МГц. Природа этих пиков скорее всего связана с флуктуациями плотности плазмы из-за развития кинетической неустойчивости DCLC, так как сдвиги частоты соответствуют гармоникам ионной циклотронной частоты. Сравнивая с теоретическим моделированием спектра коллективного томсоновского рассеяния на ГДЛ Рис. 6 [16], можно сказать, что спектр гиротрона в плазме незначительно (20 МГц против 200-300 МГц) накладывается на полезный спектр рассеяния.

Было обнаружено, что центральная частота линии гиротрона смещается по мере работы гиротрона Рис. 7. Это связано с работой системы стабилизации. Изменения частоты в таком сценарии малы по сравнению с теоретической шириной спектра излучения, поэтому их можно не учитывать. Также

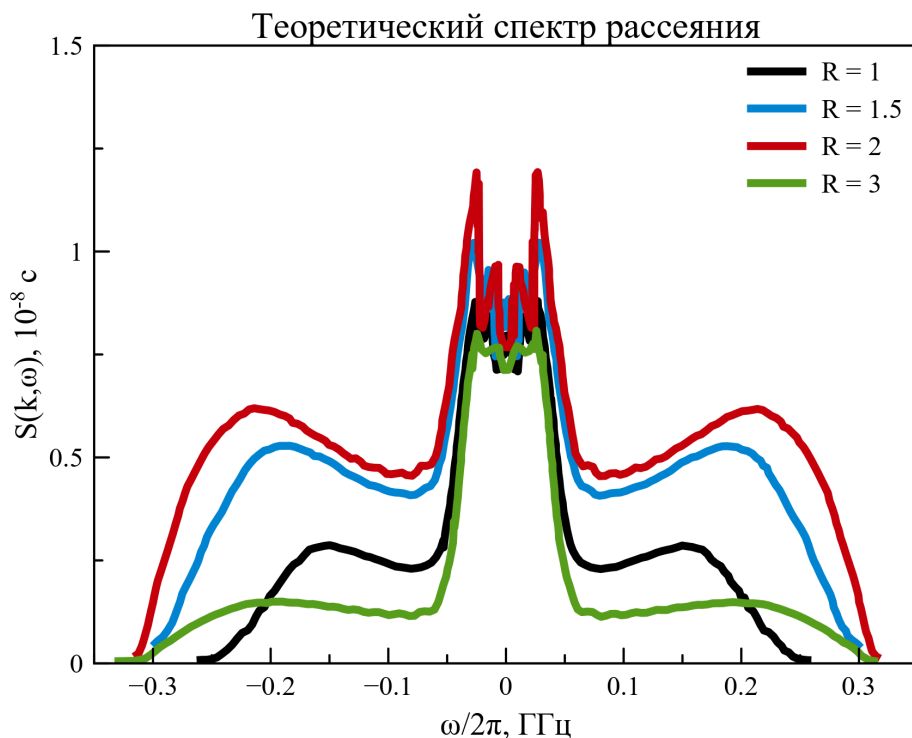


Рис. 6. Теоретический спектр коллективного томсоновского рассеяния на ГДЛ, R – пробное отношение.

можно заметить, что при включении и выключении гиротрона происходит "выброс" частоты из-за резкого изменения напряжения. В связи с этим, возникает необходимость выключать приемник в моменты выброса.

Из-за слабого подавления частоты гиротрона, не удалось измерить мощность излучения гиротрона на частотах в области теоретического спектра рассеяния. Следующим шагом анализа спектра будет измерение генерации гиротрона с учетом разницы мощностей исходного излучения и рассеянного сигнала, так как нужно понять какую выбрать ширину области подавления notch фильтра.

В дополнении, была сделана попытка обнаружить томсоновское рассеяние в текущих условиях. Для этого были проведены выстрелы с плазмой и без нее. Рупорная антенна была наведена на пучок гиротрона. Полученный спектр представлен на Рис. 8.

Как вы можете увидеть, спектр коллективного томсоновского рассеяния в данной конфигурации не был обнаружен. Оба сигнала коррелируют во всем частотном диапазоне. Такой сценарий мог получиться по нескольким причинам: недостаточная чувствительность приемной аппаратуры, так как сигнал гиротрона не был подавлен; поляризационный множитель в формуле (3) для

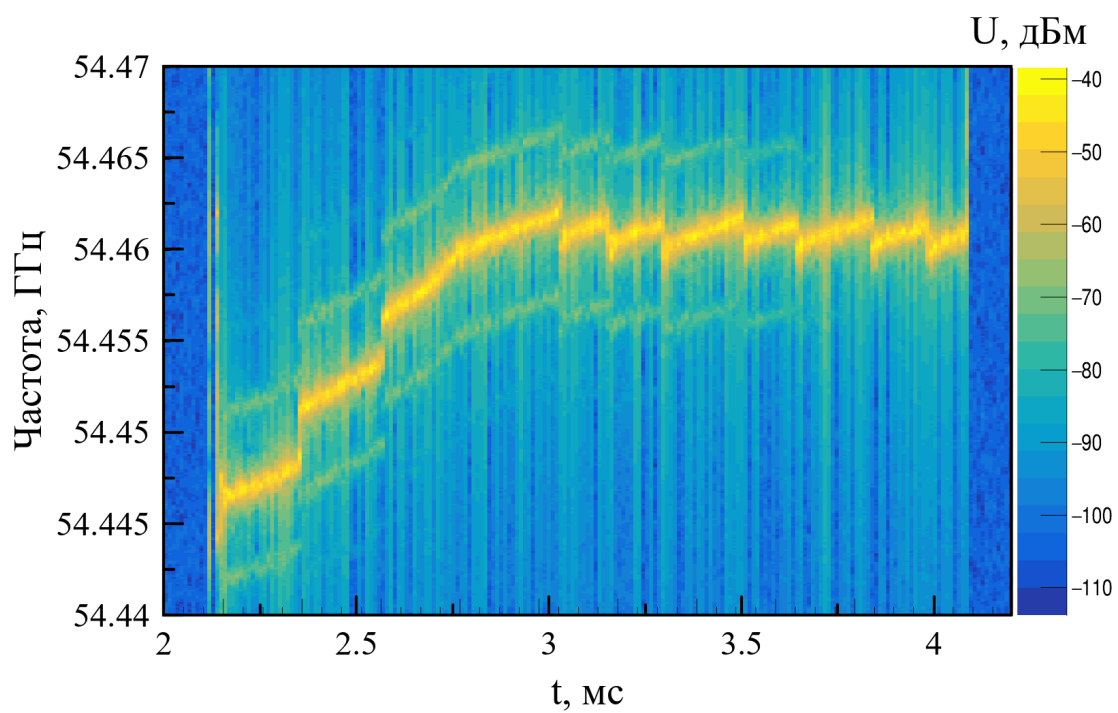


Рис. 7. Фурье спектр гиротрона в зависимости от времени.

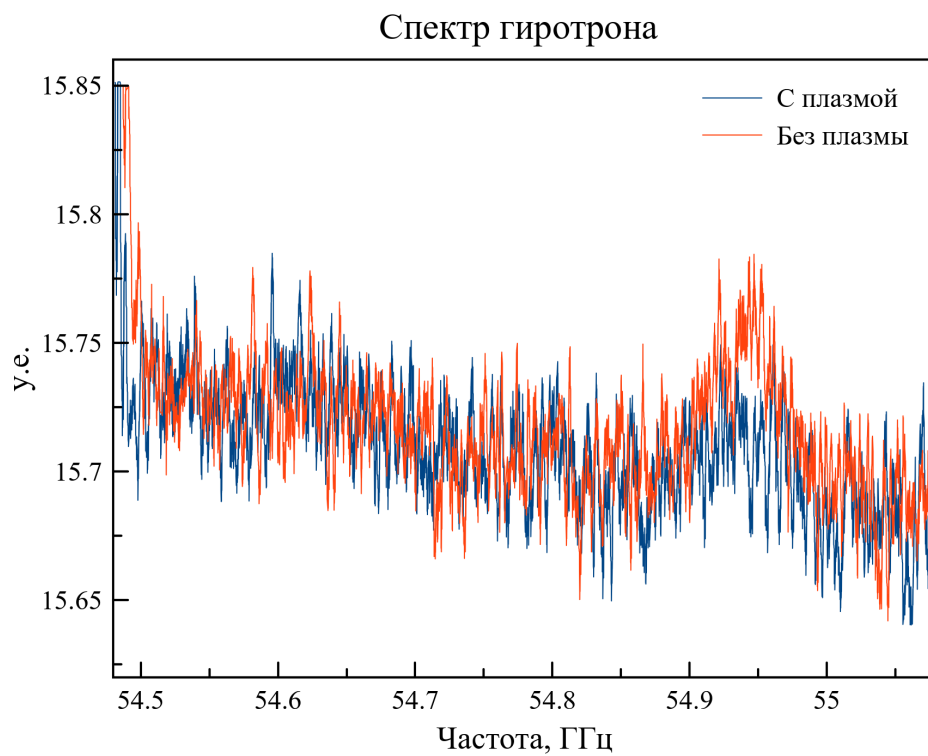


Рис. 8. Фурье спектр в эксперименте по обнаружению томсоновского рассеяния.

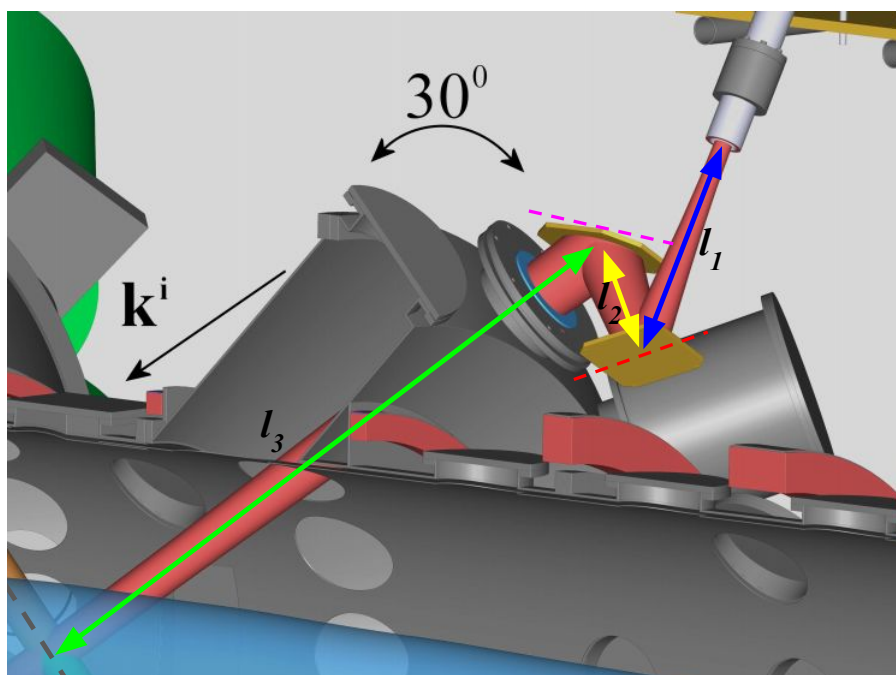


Рис. 9. Схема системы инъекции пучка.

рассеяния очень мал, так как использовалась зондирующая О-волна, а принималась Х-волна; рассеяние идет в области за точкой остановки, где очень мало горячих ионов; антенна могла быть неправильно направлена, так как всего было сделано пара выстрелов до обработки данных.

4.3. Расчет гауссова пучка для системы инжектирования пучка

Излучение гиротрона доставляется на установку посредством волновода. Расстояние от центра плазмы до зеркала, куда планируется инжектировать диагностический пучок, равняется приблизительно 169 см согласно расчетам пучка, учитывающих рефракцию в плазме [16]. Диагностический пучок в рамках данной работы рассматривается как гауссов пучок. Отсюда следует, что для получения приемлемого разрешения диагностики необходимо фокусировать пучок в центре плазмы. Для этого было решено использовать квазиоптическую систему, состоящую из двух зеркал, схема которой представлена на Рис. 9.

Пучок рассчитывался на компьютере с помощью матричного метода, описание которого представлено в [18]. За границу гауссова пучка брался радиус, при котором интенсивность спадала в e^2 раз. Первое зеркало (которое первое отражает зондирующее излучение) было взято прямым, а второе сферическим.

В данной задаче есть 3 параметра, которые связаны с геометрией и изме-

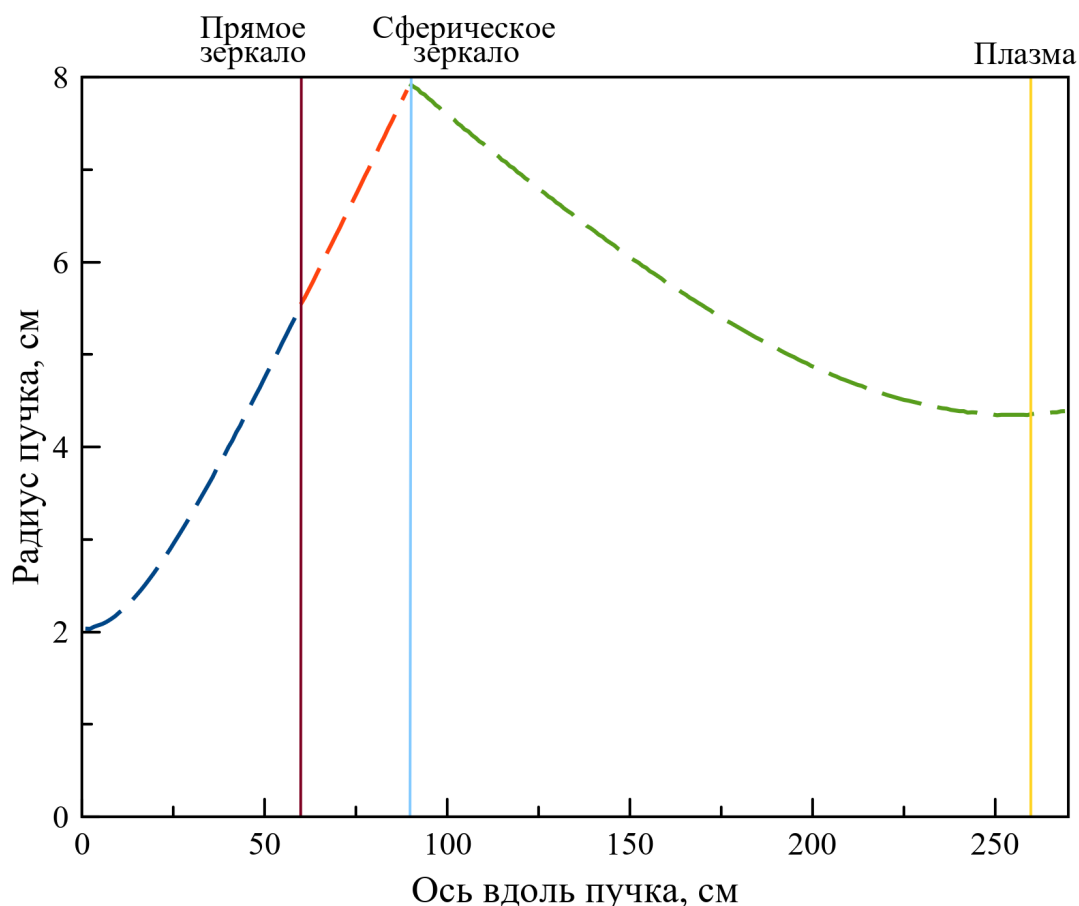


Рис. 10. Расчет гауссова пучка для оптической системы в плоскости падения: волновод – прямое зеркало – сферическое зеркало – плазма; начальный радиус пучка – 2.041 см, радиус сферического зеркала – 240 см, расстояния: волновод-плоское зеркало – $l_1 = 60$ см, плоское зеркало-сферическое зеркало – $l_2 = 30$ см, плоское зеркало-плазма – $l_3 = 169$ см.

нить их в краткосрочной перспективе нет возможности: как уже было выше сказано – большое расстояние от окна до центра плазмы, фиксированный радиус входного окна, размер волновода. Под эти параметры методом последовательного перебора подбирались остальные переменные, такие как: радиусы зеркал, расстояние между оптическими элементами. Таким образом, для, фактически, первого приближения получилась следующая картина, изображенная на Рис. 10.

Этот расчет предполагает использование эллиптического зеркала, преимущество которого, как известно, это отсутствие хроматической aberrации, что для данной задачи не играет большую роль, но зато ярко выражена сферическая aberrация.

В отличие от сферического зеркала, параболическое зеркало свободно от сферических aberrаций, поэтому было решено рассчитать систему из двух параболических зеркал. В рамках используемой технологии изготовления

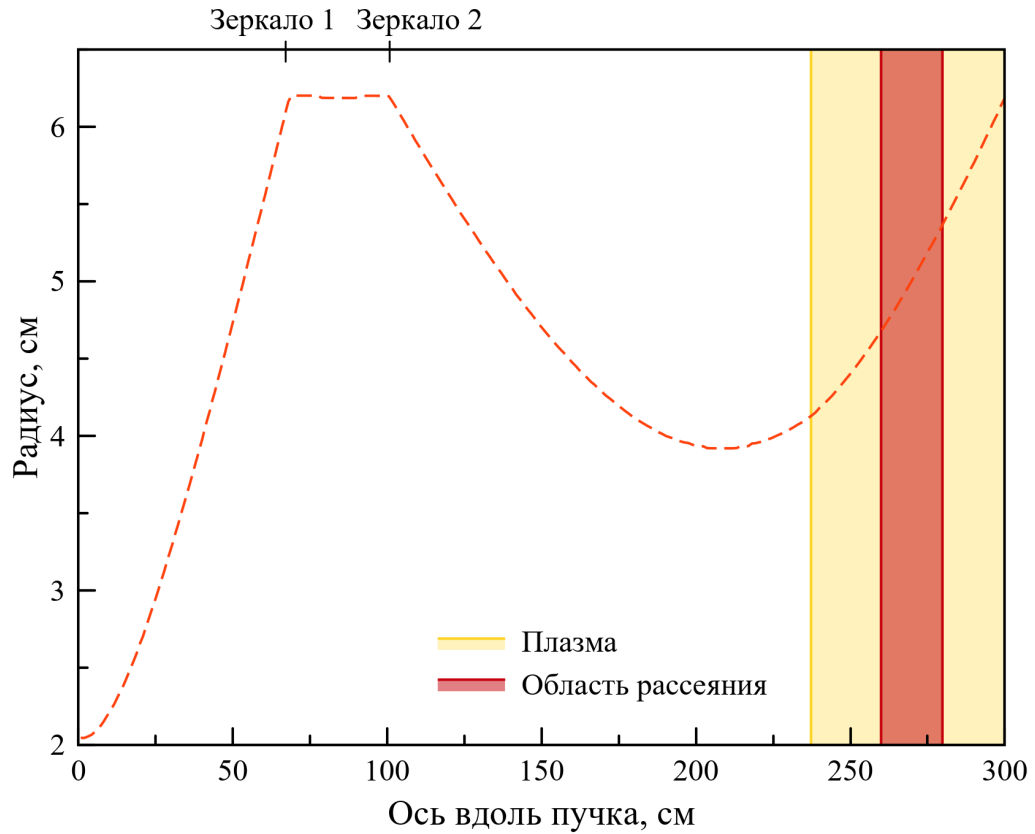


Рис. 11. Расчет финального варианта оптической системы с двумя параболическими зеркалами: волновод – зеркало-1 – зеркало-2 – плазма; начальный радиус пучка – 2.041 см, фокусное расстояние зеркала-1 – 74.6 см, фокусное расстояние зеркала-2 – 169.4 см; расстояния: волновод-зеркало-1 – $l_1 = 68.3$ см, зеркало-1-зеркало-2 – $l_2 = 32$ см, зеркало-2-плазма – $l_3 = 169.4$ см.;

(ЧПУ) трудоемкость изготовления параболического зеркала не больше, чем для сферического. На Рис. 11 можно увидеть окончательный вариант оптической системы.

5. Выводы

В данной работе представлены результаты проектирования диагностики CTS. Был проведен ряд экспериментов, необходимых для проектирования. В ходе исследования уровня рассеянного излучения, где планируется установка приемной системы, было найдено, что это значение на квадратный метр на единичный угловой размер равняется приблизительно $0.69 \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{срад}$. Исследована спектральная характеристика излучения гиротрона. Была уточнена частота волны, которую индуцирует гиротрон $54.4 \pm 0.02 \text{ ГГц}$, а также ширина спектра 5 МГц . В присутствии плазмы наблюдаются большие сигналы рассеяния на флуктуациях плотности на гармониках ионной циклотронной частоты. Также полученный спектр был сравнен с ожидаемым теоретическим спектром коллективного томсоновского рассеяния. Был проведен расчет системы фокусировки гауссова пучка с подбор оптимальных параметров для геометрии ГДЛ. Выявлены оптимальные параметры фокусирующей системы. Произведен расчет оптической системы для двух параболических зеркал.

Также намечены дальнейшие планы, такие как: написание технического задания для создания зеркал; разработка системы юстировки для возможности диагностирования в разных точках; проектирование системы приема. Также ожидается окончание работ группы ученых из ИПФ РАН над созданием самого приемника. Начало установки соответствующих изменений в конструкции ГДЛ планируется на конец 2020 г.

Данная работа также будет полезна для первичного ознакомления с диагностикой на ГДЛ, а также для проектирования подобных диагностик.

Литература

- [1] Peacock N. J. et al. Measurement of the electron temperature by Thomson scattering in tokamak T3 //Nature. – 1969. – Т. 224. – №. 5218. – С. 488-490.
- [2] Мухин Е. Е. и др. Диагностический комплекс томсоновского рассеяния для мониторинга электронного компонента плазмы в диверторной зоне токамака ИТЭР //Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. – 2010. – №. 2. – С. 59-68.
- [3] Ivanov A. A., Prikhodko V. V. Gas-dynamic trap: an overview of the concept and experimental results //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2013. – Т. 55. – №. 6. – С. 063001.
- [4] Arzhannikov A. V. et al. Fuel Evolution in Hybrid Reactor Based on Thorium Subcritical Assembly with Open Trap as Fusion Neutron Source (Computer Simulations) //Plasma and Fusion Research. – 2019. – Т. 14. – С. 2402101-2402101.
- [5] Nishiura M. et al. Collective Thomson scattering with 77, 154, and 300 GHz sources in LHD //Journal of Instrumentation. – 2020. – Т. 15. – №. 01. – С. C01002.
- [6] Yamaguchi Y. et al. High power 303 GHz gyrotron for CTS in LHD //Journal of Instrumentation. – 2015. – Т. 10. – №. 10. – С. C10002.
- [7] Nishiura M. et al. Spectrum response and analysis of 77 GHz band collective Thomson scattering diagnostic for bulk and fast ions in LHD plasmas //Nuclear Fusion. – 2014. – Т. 54. – №. 2. – С. 023006.
- [8] Bin W. et al. The upgraded collective thomson scattering diagnostics of FTU //Fusion Engineering and Design. – 2015. – Т. 96. – С. 733-737.
- [9] Abramovic I. et al. Collective Thomson scattering data analysis for Wendelstein 7-X //Journal of Instrumentation. – 2017. – Т. 12. – №. 08. – С. C08015.
- [10] Moseev D. Collective Thomson Scattering at Wendelstein 7-X: design, commissioning, and first results //APS Meeting Abstracts. – 2018.

- [11] Chen S., Maksimchuk A., Umstadter D. Experimental observation of relativistic nonlinear Thomson scattering //Nature. – 1998. – Т. 396. – №. 6712. – С. 653-655.
- [12] Sheffield J. et al. Plasma scattering of electromagnetic radiation: theory and measurement techniques. – Academic press, 2010.
- [13] Salpeter E. E. Electron density fluctuations in a plasma //Physical Review. – 1960. – Т. 120. – №. 5. – С. 1528.
- [14] Лубяко Л. В. и др. Система измерения спектров коллективного рассеяния для диагностики термоядерной плазмы //Журнал технической физики. – 1998. – Т. 68. – №. 8. – С. 54-62.
- [15] Bindslev H. On the theory of Thomson scattering and reflectometry in a relativistic magnetized plasma. – 1992.
- [16] Shalashov A. G. et al. Collective Thomson scattering diagnostic for the GDT open magnetic trap //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2020.
- [17] Кураев А. А., Попкова Т. Л., Сеницын А. К. Электродинамика и распространение радиоволн: учеб. для вузов. – 2013.
- [18] Быков В. П., Силичев О. О. Лазерные резонаторы. М.: Физматлит, 2004.