

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**

Сандомирского Андрея Всеволодовича

Тема работы: Диагностика лазерного томсоновского рассеяния для изучения функции распределения электронов в плазме ГДЛ

**«К защите допущен»**

Заведующий кафедрой

**Научный руководитель**

канд. физ.-мат. наук

канд. физ.-мат. наук

зав. лаб. № 10.0, ИЯФ СО РАН им. Г. И.  
Будкера

ст. науч. сотр. лаб. № 9.1, ИЯФ СО РАН  
им. Г. И. Будкера

Сковородин Д. И./.....

Лизунов А. А./.....

«.....».....2022 г.

«.....».....2022 г.

Дата защиты: «.....».....2022 г.

Новосибирск, 2022

## Оглавление

1	Введение.....	3
2	Основная часть.....	5
2.1	Литературный обзор.....	5
2.2	Теоретические основы измерений.....	7
2.3	Газодинамическая ловушка (ГДЛ).....	9
2.4	Схема диагностики ТР на ГДЛ. Сценарий эксперимента.....	10
2.5	Измерение параметров лазера Nd:Glass.....	13
2.6	Лазер Nd:YAG.....	18
2.7	Спектрометры-полихроматоры.....	21
2.8	Метод обработки данных.....	23
2.9	Калибровка при помощи рамановского рассеяния.....	26
2.10	Результаты измерений.....	31
3	Заключение.....	38
4	Благодарности.....	39
5	Список литературы.....	40

## 1 ВВЕДЕНИЕ

В современном мире одним из способов получения альтернативной энергии является управляемый термоядерный синтез (УТС), основанный на синтезе более тяжёлых ядер из более лёгких. При успешной реализации этого метода появится возможность осуществлять выработку «чистой», возобновляемой энергии в больших количествах, что позволит в разы удешевить стоимость электроэнергии для потребителя. Для исследования этой задачи существуют два основных типа экспериментальных установок, удерживающих плазму: закрытого типа – токамаки, стеллараторы и открытого типа – линейные магнитные ловушки. Данная работа производилась на установке второго типа – газодинамической ловушке (ГДЛ).

Одним из важнейших параметров удержания плазмы является минимизация продольных потерь частиц и энергии. Процессы ионизации, рекомбинации и транспорта достаточно сложны и нелинейны, поэтому требуют более детального изучения поведения каждого сорта частиц. В частности, требуется знать скорость движения электронов внутри ловушки. Для этого необходимо определить функцию распределения электронов по скоростям, что и является приоритетной задачей моего исследования.

Для изучения функции распределения электронов мы используем диагностику, основанную на лазерном томсоновском рассеянии (ТР). Основными элементами системы являются лазер ближнего инфракрасного диапазона (длина волны порядка 1 мкм), оптическая трасса, набор спектрометров и система регистрации. Регистрация рассеянного излучения из плазмы позволяет проделать требуемые измерения, при помощи относительно несложной математической обработки данных.

Во всех экспериментах по магнитному удержанию плазмы, одними из важнейших характеристик являются температура и плотность электронов. Это в полной мере относится и к эксперименту на ГДЛ. Поэтому развитие диагностики томсоновского рассеяния в значительной степени определяет эффективность проводимых исследований. В рамках преддипломной практики, в мою задачу входило несколько составляющих:

- Освоение структуры и приборной базы диагностики ТР, которая состоит как из стандартного оборудования и элементов, так и специально разработанных;
- Освоение прикладного программного обеспечения, применяющегося в ТР, а также системы кодов для обработки данных;
- Участие и самостоятельное проведение лабораторных измерений, требуемых для подготовки новой многоканальной диагностики ТР;
- Развитие программных кодов, необходимых для работы диагностики;
- Подготовка специального эксперимента с комбинационным (рамановским) рассеянием для абсолютной калибровки ТР;
- Проведение измерений радиальных профилей температуры и плотности электронов в эксперименте на ГДЛ.

## 2 ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

### 2.1 Литературный обзор

Томсоновское рассеяние (ТР) – рассеяние электромагнитной (ЭМ) волны на заряженных частицах. На частицу действует электрическое поле падающей волны, вследствие чего частица ускоряется, создавая дипольное ЭМ излучение, в основном, в направлении перпендикулярном ускорению. Вектор поляризации излучения сонаправлен с вектором ускорения частицы. Дифференциальное сечение рассеяния определяется формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{q^2}{m c^2} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 \varphi}{2} \quad (1)$$

где  $q$  – заряд частицы,  $m$  – масса частицы,  $c$  – скорость света,  $\varphi$  – угол между падающей волной и направлением наблюдения.

Полное сечение рассеяния:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{q^2}{m c^2} \right)^2 \quad (2)$$

Для электронов полное сечение

$$\sigma_T = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2 \quad (3)$$

Впервые диагностика томсоновского рассеяния (ТР) стала применяться в 1960-х. В работе [1] говорится о преимуществе лазера перед другими источниками света и описывается эксперимент по определению электронной температуры на основе рубинового лазера. В магнитной кольцевой ударной трубке в Массачусетсе [2] измеряли электронную плотность томсоновским рассеянием при помощи рубинового лазера в режиме с модулированной добротностью (Q-switch). Рассеянное излучение собиралось оптической

системой на основе интерференционных фильтров. Выходная мощность лазера определялась при помощи рэлеевского рассеяния. В 1990 году была опубликована статья о семиканальном полихроматоре для сбора рассеянного излучения на токамаке DIII-D [3]. В диагностике применялся лазер на алюмоиттриевом гранате легированном неодимом (Nd:YAG). Полихроматор содержал каскад полосовых интерференционных фильтров и набор линз для более компактного дизайна и уменьшения угла падения. На установке MST в Мэдисоне – пинче с обращённым магнитным полем – применялась диагностика TP по 21 точке в пространстве [4]. Использовались 2 лазера Nd:YAG, а также полихроматоры на основе интерференционных фильтров и детекторы на базе лавинных фотодиодов. Оптимизация установки с полихроматором, а также процедуры вычисления температуры и плотности электронов на установке JT-60SA в Японии описана в [5]. В 2010 на токамаке MAST [6] была установлена усовершенствованная диагностика на рубиновом лазере. Измерения проводились по 512 точкам вдоль радиуса вакуумной камеры. Камера с ПЗС-матрицей позволяла регистрировать сигналы с минимальной задержкой в 230 нс. В дальнейшем измерения электронной температуры и плотности при помощи лазера Nd:YAG применялись также на установке C-2W в Принстоне – линейной магнитной ловушке с обращённой конфигурацией магнитного поля [7], [8]. Одной из последних разработок является концептуальная схема спектрометра и метод диагностики TP на ГДЛ, спроектированные в 2019 в ИЯФ СО РАН в Новосибирске [9].

## 2.2 Теоретические основы измерений

Важным параметром, характеризующим рассеяние в плазме, является параметр Солпитера

$$\alpha = (k \lambda_D)^{-1} = \frac{\lambda_0}{4 \pi \lambda_D \sin \frac{\theta}{2}} \quad (4)$$

Это безразмерная комбинация дебаевской длины волны  $\lambda_D$  и волнового вектора  $k$  (или же длины волны лазерного излучения  $\lambda_0$  и угла рассеяния  $\theta$ ). В случае, когда  $\alpha \ll 1$  происходит рассеяние на отдельных электронах. Для ГДЛ ( $\lambda_D = 1,4 \cdot 10^4$  нм) параметр Солпитера равен

$$\alpha = \frac{1064 \text{ нм}}{4 \pi \cdot 1,4 \cdot 10^4 \text{ нм} \cdot \sin\left(\frac{90^\circ}{2}\right)} \approx 0,0086 \quad (5)$$

В нерелятивистском приближении форм-фактор рассеяния и форма рассеянного спектра (для максвелловской функции распределения по скоростям) описывается следующей формулой (гауссов профиль) [10]:

$$S(\omega) = \sqrt{\frac{m_e}{2 \pi T_e k^2}} \cdot \exp\left(\frac{-m_e \omega^2}{2 T_e k^2}\right) \quad (6)$$

Здесь  $S(\omega)$  – форм-фактор рассеяния,  $m_e$  – масса электрона,  $T_e$  – электронная температура,  $k = k_s - k_0$  – вектор рассеяния, где  $k_0$  – волновой вектор падающего излучения,  $k_s$  – волновой вектор рассеянного излучения,  $\omega = \omega_s - \omega_0$  – доплеровский сдвиг частоты,  $\omega_0$  – частота падающего излучения,  $\omega_s$  – частота рассеянного излучения.

Вычисление электронной температуры в этом случае производится по соотношению ширины гауссова профиля измеренного спектра на полувысоте  $\Delta \omega_{1/2}$  и частоты начального излучения  $\omega_0$ :

$$\Delta \omega_{1/2} = 4 \omega_0 \cdot \sin(\theta/2) \cdot \sqrt{\frac{2 T_e}{m_e c^2} \ln 2} \quad (7)$$

В моём исследовании диагностика рассчитана на более значительные электронные температуры вплоть до 2 кэВ, поэтому функцию распределения уже нельзя считать максвелловской и нужно будет учесть релятивистские поправки. В соответствии с [10] релятивистская формула для спектральной плотности мощности рассеянного излучения на единицу длины волны в единицу телесного угла в 1-ом приближении по  $\beta = \frac{v_e}{c} \ll 1$ , где  $v_e$  – скорость электронов, выглядит следующим образом:

$$P_s^0(R, \omega_s) d\lambda_s d\Omega = \frac{P_i r_0^2 d\Omega n_e L}{2\pi^{1/2} \sin \frac{\theta}{2}} \left( 1 - \frac{3.5 \Delta\lambda}{\lambda_i} + \frac{c^2 \Delta\lambda^3}{4 a^2 \lambda_i^3 \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)} \right) \times \frac{cd \lambda_s}{a \lambda_i} \exp \left( \frac{-c^2 \Delta\lambda^2}{4 a^2 \lambda_i^2 \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)} \right) \quad (8)$$

Здесь  $P_i$  – мощность начального лазерного излучения,  $P_s$  – мощность рассеянного излучения на выходе,  $r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ ,  $n_e$  – плотность электронов,  $L$  – длина наблюдаемого сегмента падающего луча,  $\theta$  – угол рассеяния,  $a = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}}$ ,  $\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_i$ ,  $\lambda_i$  – частота падающего излучения,  $\lambda_s$  – частота рассеянного излучения.

Распределение электронной плотности вычисляется из абсолютных измерений мощности начального лазерного излучения и мощности рассеянного излучения на выходе:

$$P_s/P_i = n_e \cdot \sigma_T \cdot l \cdot \Delta\Omega \quad (9)$$

В текущей геометрии расстояние от плазмы до линзы составляло  $l \approx 60 \text{ см}$ , апертура линзы  $d = 15 \text{ см}$ , телесный угол

$$\Delta\Omega = 2\pi \left( 1 - \frac{l}{\sqrt{\left( \frac{d}{2} \right)^2 + l^2}} \right) = 0,049 \quad (10)$$

Типичные значения плотности электронов в ГДЛ  $n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;  $\sigma_T = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ . Для данных параметров отношение мощности на выходе к мощности начального лазерного излучения

$$P_s/P_i = 3,91 \cdot 10^{-10} \quad (11)$$



Вычисление электронной плотности требует абсолютной калибровки, которую можно произвести на основе рэлеевского или рамановского рассеяния [12], [13]. Подробный механизм калибровки описан ниже в п. 2.9.

### 2.3 Газодинамическая ловушка (ГДЛ)

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) – линейная магнитная система для удержания плазмы с аксиально-симметричной конфигурацией магнитного поля [11]. В типичном сценарии эксперимента начальная мишенная плазма создаётся газоразрядным дуговым источником. В качестве дополнительного нагрева, в некоторых режимах, используют системы электронно-циклотронного резонансного нагрева (ЭЦРН) на базе гиротронов. Основной сценария создания плазмы в ГДЛ является наклонная инжекция 8 нейтральных атомарных пучков мощностью 625 кВт каждый в центральную секцию (рис. 1). Захваченные частицы пучка создают популяцию быстрых ионов плазмы, которые постепенно передают энергию максвелловской мишенной плазме. В режиме столкновительного удержания ионы плазмы через магнитные пробки попадают в расширители к

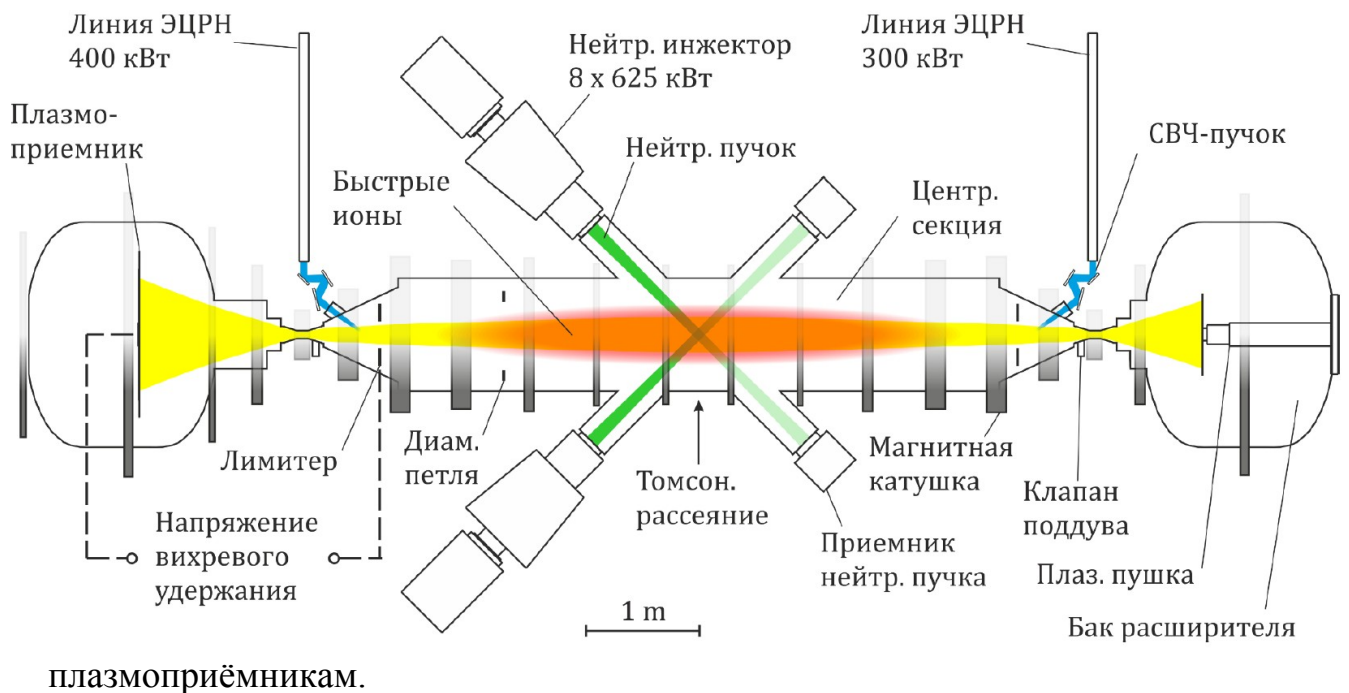


Рис. 1. Газодинамическая ловушка

## 2.4 Схема диагностики ТР на ГДЛ. Сценарий эксперимента

В нашем эксперименте дейтериевая мишенная плазма создавалась при помощи газоразрядного дугового генератора, без дополнительного ЭЦР-нагрева. Затем в неё инжестировалось 8 дейтериевых пучков. Баланс частиц в мишенной плазме поддерживается при помощи поддува водорода ( $H_2$ ) или дейтерия ( $D_2$ ) с периферии. В данных измерениях использовался дейтерий. Поле в центре составляло  $B_0=0,3Тл$ .

В данной серии измерений были относительно небольшие энергосодержание быстрых ионов (порядка 1 кДж) и температура (типичные температуры – 100-200 эВ). Подобные параметры характерны для проводившихся экспериментов по изучению влияния интенсивного напуска газа в расширитель на параметры плазмы в центре. Также значительное снижение параметров плазмы являлось следствием вскрытий установки на атмосферу для ремонта магнитовакуумной системы и монтажа нового диагностического оборудования.

Диагностика ТР установлена в центральной секции ГДЛ. Лазер Nd:YAG вместе с оптической трассой располагался на расстоянии 3 м от ввода в ловушку. Основные элементы трассы транспортировки пучка показаны на рис. 2. Система зеркал и поворотная призма направляют лазерный луч в вакуумную камеру, нацеливая его на ось ГДЛ, где происходит рассеяние под  $90^\circ$ . Пройдя через плазму, далее луч попадает в оптическую систему вывода и поглощается оптической ловушкой, которая значительно снижает уровень паразитного рассеянного излучения. Оптическая система собирала рассеянное излучение по 6 точкам (т. к. в текущей конфигурации диагностики имеется 6 спектрометров), расположенным вдоль диаметра плазмы. Далее рассеянное излучение по световодам поступало в диагностический шкаф. Оптические сигналы в

диагностическом шкафу регистрируются и анализируются 6 спектрометрами с цифровой системой сбора данных.

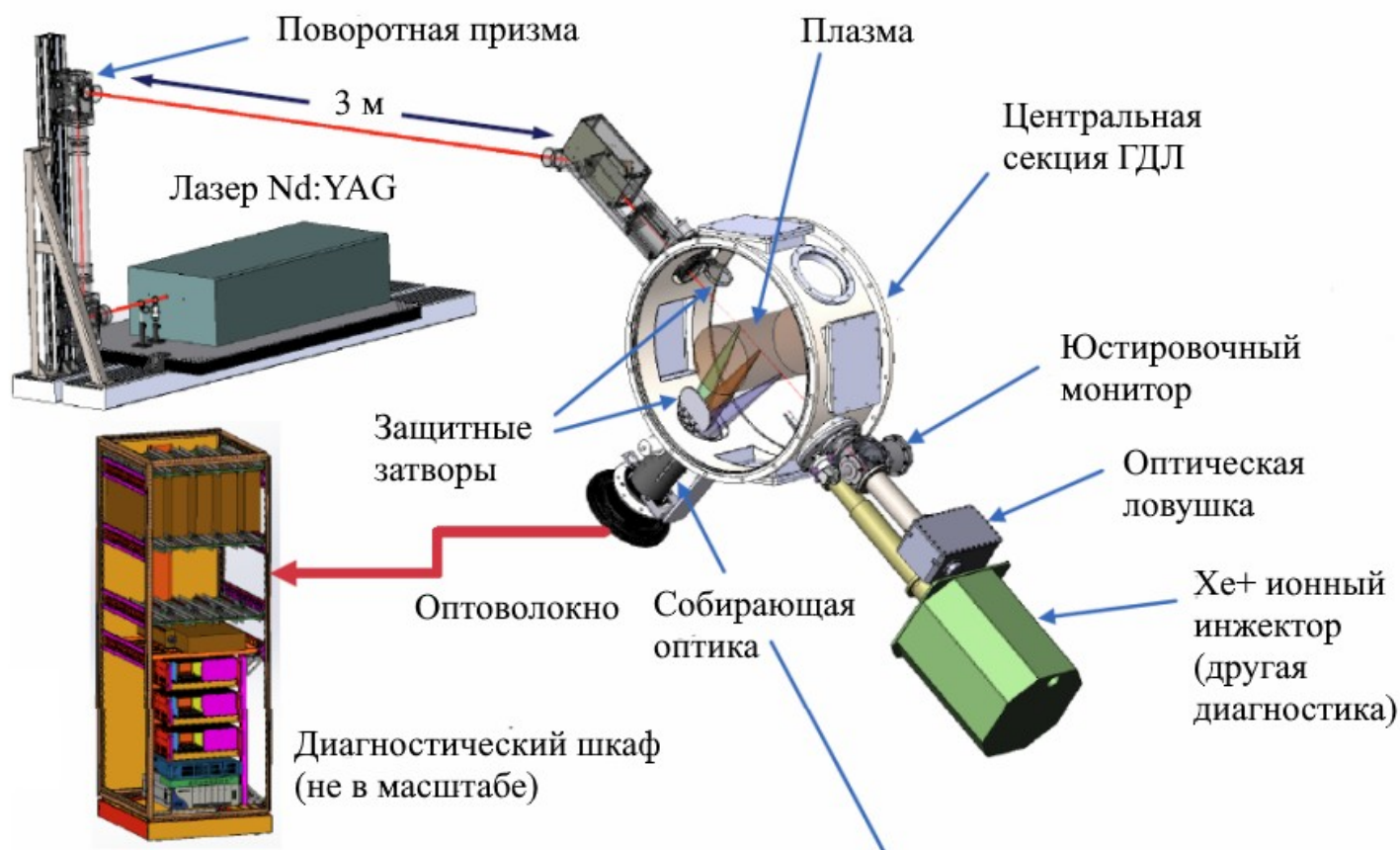


Рис. 2. Схема диагностики ТР на ГДЛ

Плазма ГДЛ имеет достаточно небольшой диаметр 30 см. Баланс требований радиального разрешения и достаточного для измерений количества собираемого света привело к выбору радиального разрешения около 1 см. Поэтому было достаточно 10 линий наблюдения. 11 линий наблюдений было выбрано из соображений симметрии, они перекрывают диаметр плазмы, как показано на рис. 3. Линии наблюдения располагались по обеим сторонам от центра, т. к. плазма может смещаться относительно центрального положения из-за неустойчивости. В качестве первой конфигурации к ним подсоединялись 6 спектрометров в зависимости от интересующего нас расположения.

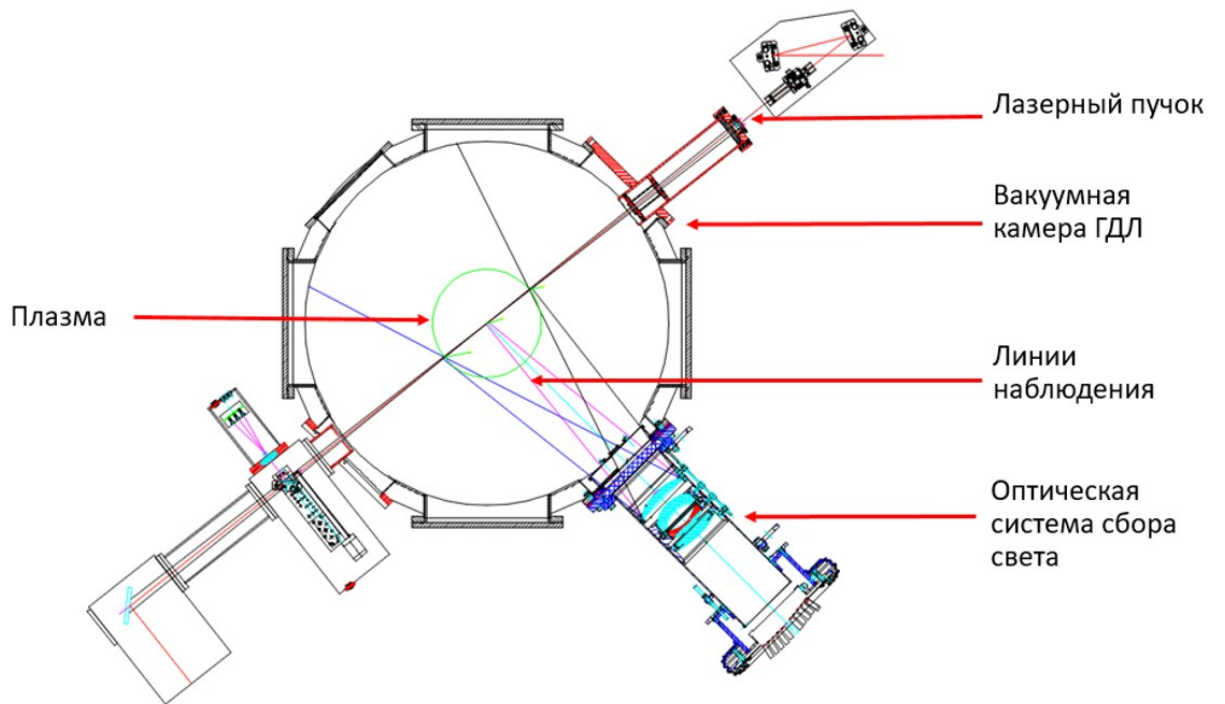


Рис. 3. Поперечное сечение вакуумной камеры ГДЛ с основными элементами оптической системы регистрации и оптических систем ввода и вывода пучка

## 2.5 Измерение параметров лазера Nd:Glass

Лазерная и оптическая система регистрации томсоновского рассеяния на ГДЛ прошли несколько этапов модернизации. В 1990-х применялся рубиновый лазер, система регистрации на базе фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) и монохроматора МДР-2. В дальнейшем применялся лазер на неодимовом стекле (Nd:Glass) и детекторы на основе лавинных фотодиодов (ЛФД). На выходную щель МДР-2 устанавливался набор светодоводов, и каждый световод подключался к лавинному фотодиоду.

Проводящийся сейчас переход на полностью новую многоканальную диагностику ТР – достаточно длительный и трудоёмкий процесс. Поэтому было принято решение сначала провести эксперименты с предыдущей лазерной системой и новой системой регистрации. К моменту начала работы над данным исследованием в экспериментах использовался лазер Nd:Glass – лазер с генератором на фосфатном стекле и с 2-мя усилителями: начальным многопроходным (с коэффициентом усиления  $\sim 500$ ) и окончательным однопроходным (с коэффициентом усиления  $\sim 2$ ). Используемая в предыдущей версии процедура обработки данных не требовала точного знания длины волны лазера, т. к. она использовала относительные смещения по спектру (т. е.  $\Delta\lambda$ ). Однако, в новой системе регистрации и обработки данных это необходимо, поскольку здесь применяется моделирование спектра рассеяния для сравнения с измеренным спектром. Поэтому первой отдельной задачей являлось точное определение параметров линии генерации. Помимо измерения центра линии было полезно убедиться, что спектр лазерного излучения достаточно узкий (он должен быть много меньше измеряемого спектра рассеянного излучения).

Измерение линии генерации производилось при помощи спектрометра МДР-23, который используется в различных диагностиках на плазменных

установках [14]. Плотность штрихов дифракционной решётки составила 600 штр./мм. Поскольку эти измерения должны быть сделаны с максимальной точностью, спектрометр был откалиброван с использованием лабораторной неоновой лампы. Результат представлен на рис. 4. Было проведено сканирование в ближнем ИК-диапазоне, захватывающем линию генерацию лазера Nd:Glass. С использованием большого количества известных линий линейчатого спектра неона, лежащих в этом диапазоне, был точно откалиброван указатель длины волны синусного привода вращения решётки МДР-23. Излучение неоновой лампы измерялось при помощи фотодиода с усилителем, расположенным на выходной щели монохроматора. Каждой отдельной точке соответствует отдельная линия. Полученные результаты показывают отличную линейную зависимость между длиной волны в относительных единицах на барабане спектрометра и реальной длиной волны излучения неоновой лампы.

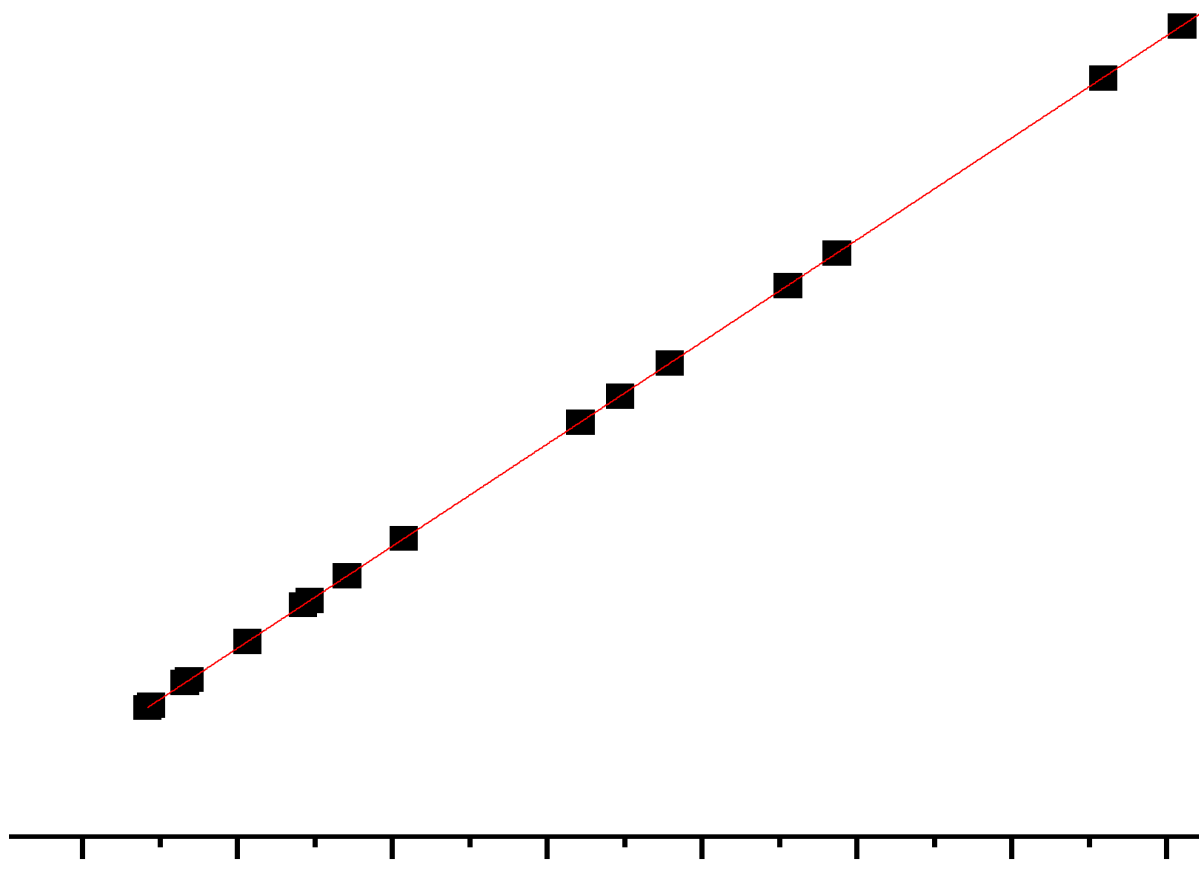


Рис. 4. Калибровка спектрометра МДР-23

Для измерений линии генерации лазера Nd:Glass, на выходную щель уже откалиброванного МДР-23 устанавливался быстродействующий фотодиод Thorlabs FGA05 на основе GaAs (рис. 5).

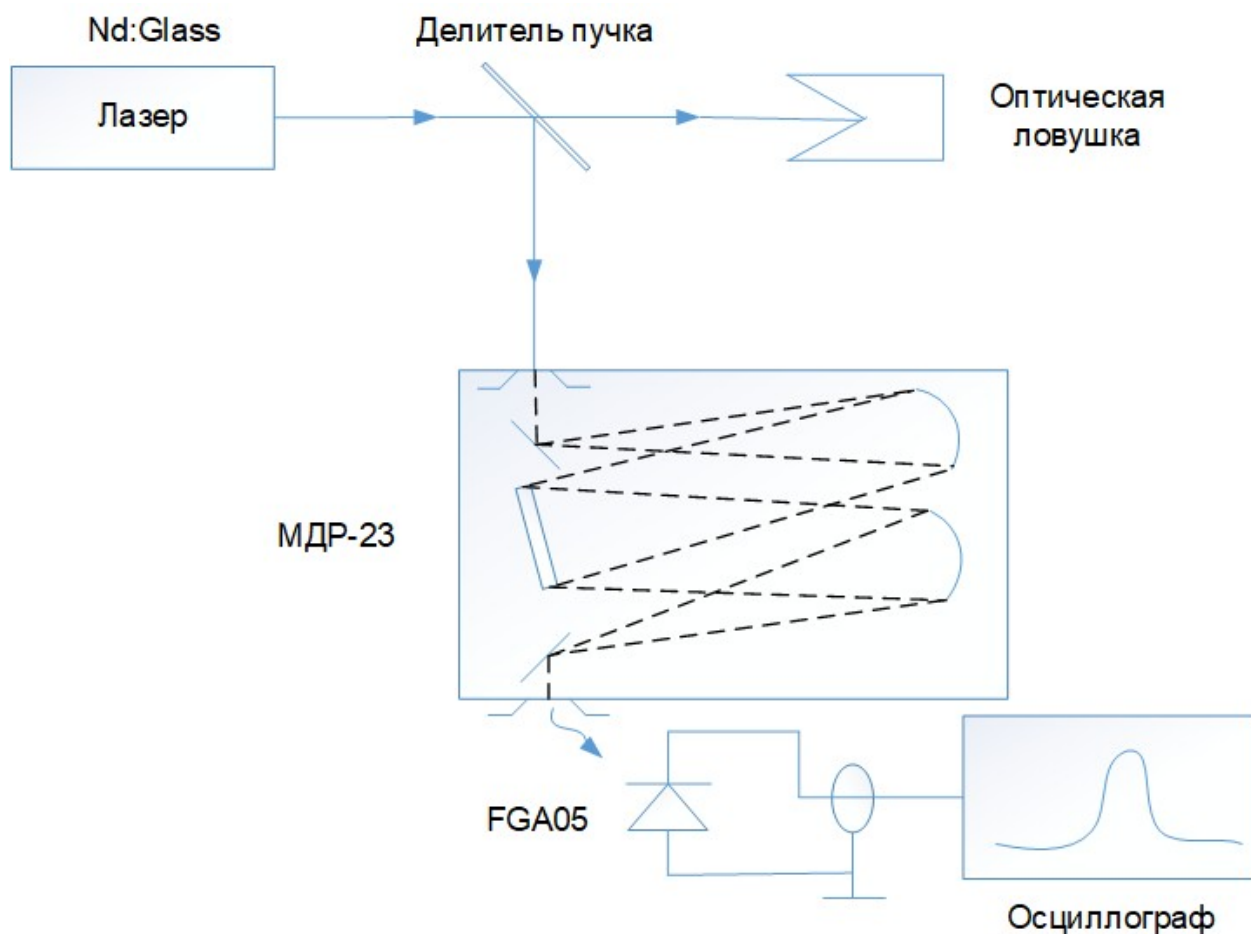


Рис. 5. Схема измерения параметров линии генерации лазера Nd:Glass

С фотодиода сигнал поступал на осциллограф, на котором выводились сигналы лазерного импульса. Как видно из рис. 6, в пределах диапазона сканирования было сделано достаточное количество точек. В каждой из них, набиралась статистика из пяти импульсов лазера (один импульс – одно измерение). В результате, была определена длина волны лазера на фосфатном стекле, которая составила

$$\lambda = 1054,65 \text{ нм} \quad (12)$$

Длительность импульса в каждом измерении составляла 100 нс.



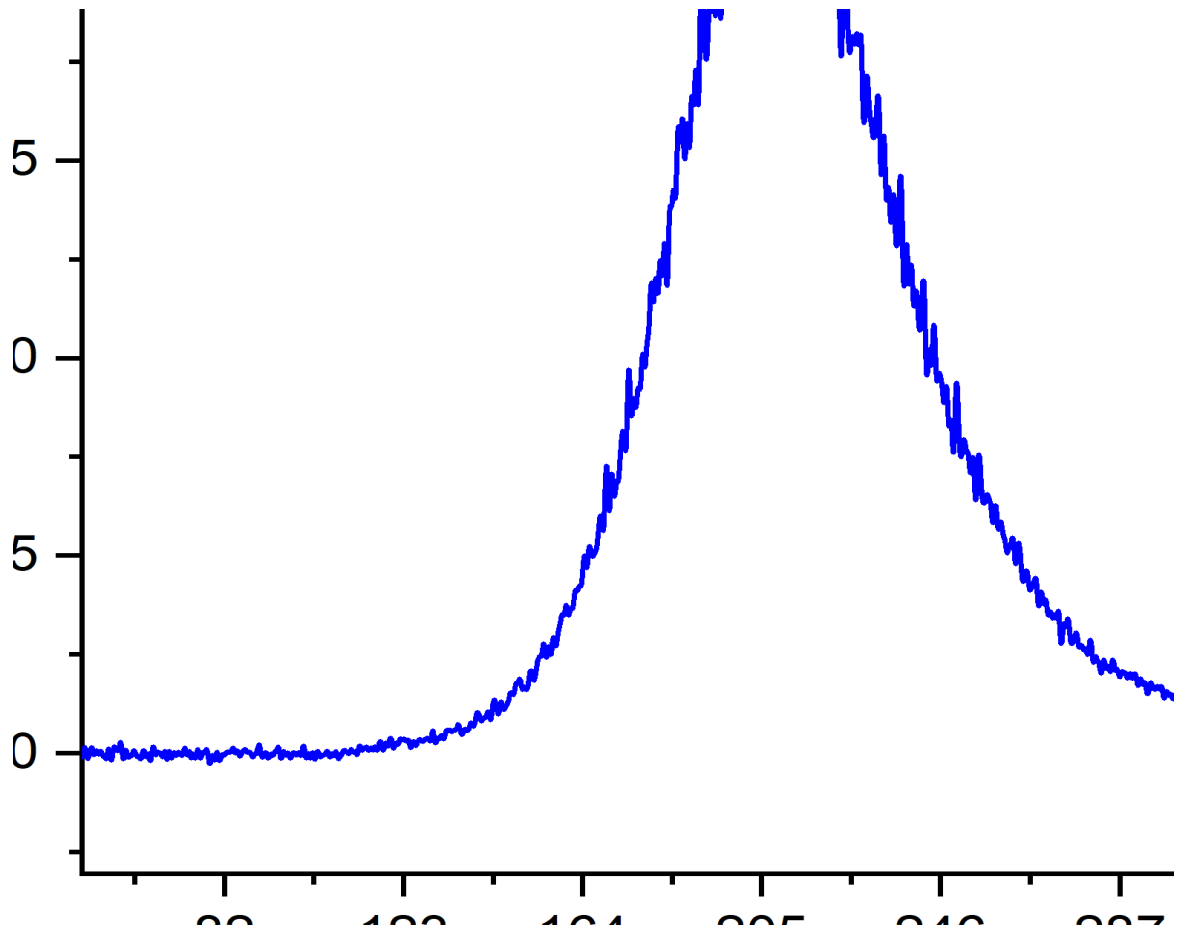


Рис. 6. Оциллограмма лазерного импульса, измеренная при помощи фотодиода FGA05

На точно измеренной длине волны был построен спектр линии генерации лазера Nd:Glass (рис. 7). Проведены две аппроксимации измеренного спектра при помощи гауссова и лоренцева профилей. Был сделан вывод, что гауссов профиль лучше соответствует экспериментальному спектру импульса лазера. Ширина на полувысоте гауссова профиля составила

$$\lambda_{1/2} = 1,44 \text{ нм} \quad (13)$$

Данная ширина позволяет проводить измерения во всех режимах ГДЛ, не учитывая конечную ширину спектра лазера и полагая, что излучение происходит только на длине волны 1054,65 нм, измеренной с высокой точностью.

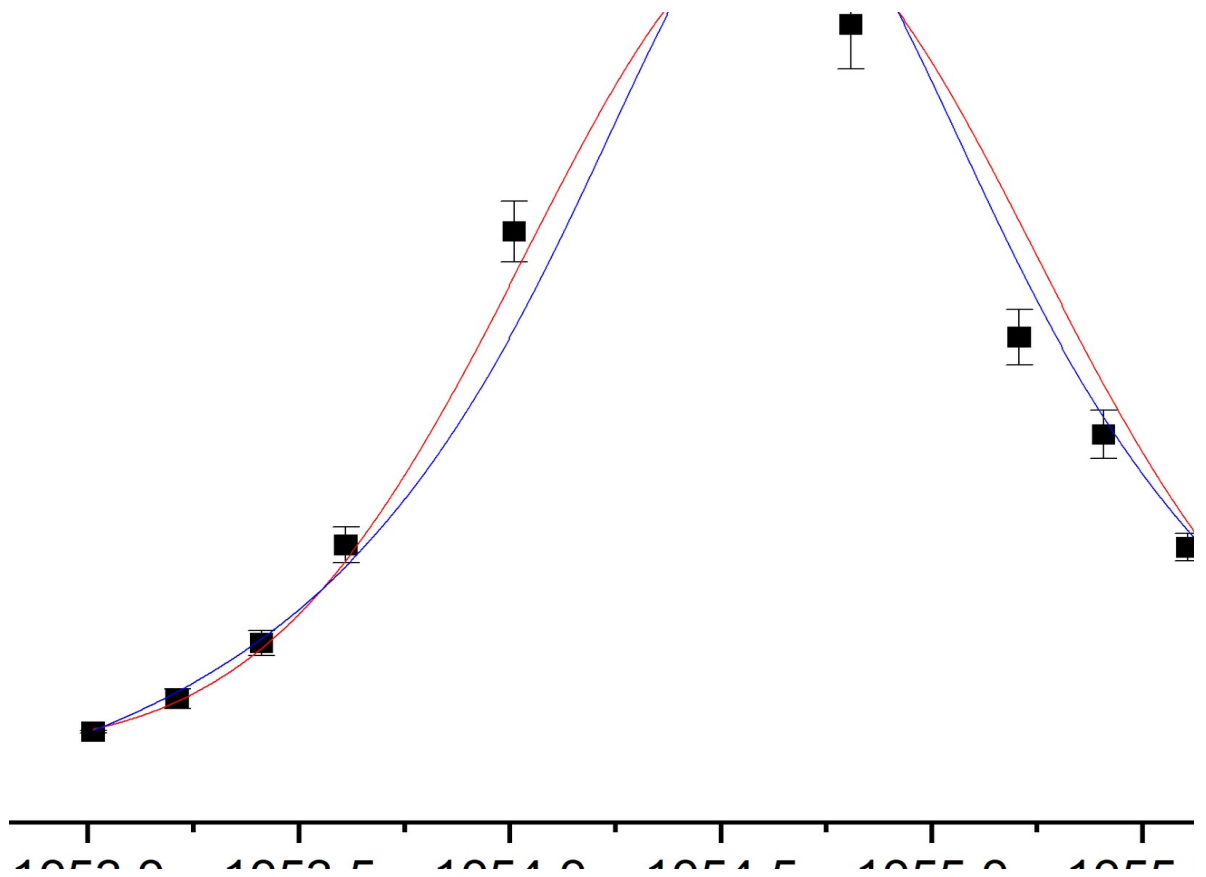


Рис. 7. Спектр линии генерации лазера Nd:Glass

Также была проведена калибровка энергии лазера

$$Q_{out} = 7-8 \text{ Дж} \quad (14)$$

и вычислен диаметр пучка

$$d_{beam} = 40 \text{ мм} \quad (15)$$

Измеренная  $\lambda$  используется в каждом вычислении  $T_e$ . Ширина линий достаточно мала по сравнению с шириной спектральных каналов, поэтому ей можно пренебречь. Также предполагаем, что ширина бесконечно узкая и излучение происходит на одной  $\lambda$ .

## 2.6 Лазер Nd:YAG

Давно запланированным шагом, который следовал за разработкой новых спектрометров-полихроматоров, был переход на современный импульсно-частотный лазер на алюмо-иттриевом гранате (Nd:YAG) с автоматической системой управления (рис. 8). Достоинства лазеров Nd:YAG хорошо известны, они обусловили их широкое распространение в научной и промышленной сферах. Кристаллы YAG достаточно просты в изготовлении, и вместе с относительно невысокой стоимостью Nd:YAG существенно превосходит другие лазерные системы по совокупности параметров. Используемый нами лазер имеет стержни высокого качества, что определяет малую угловую расходимость пучка. Рабочий режим лазера импульсно-частотный с частотой 10 Гц. При этом достигается минимальная угловая расходимость пучка с учётом образующихся в кристаллах квантрона и усилителей тепловых линз.

После изучения и анализа лазерных систем, представленных на рынке, был выбран лазер Nd:YAG Quanta Ray Pro 250 (Spectra Physics) с длиной волны 1064 нм [15]. Были осуществлены монтаж и юстировка многоканальной диагностики с использованием этого лазера.

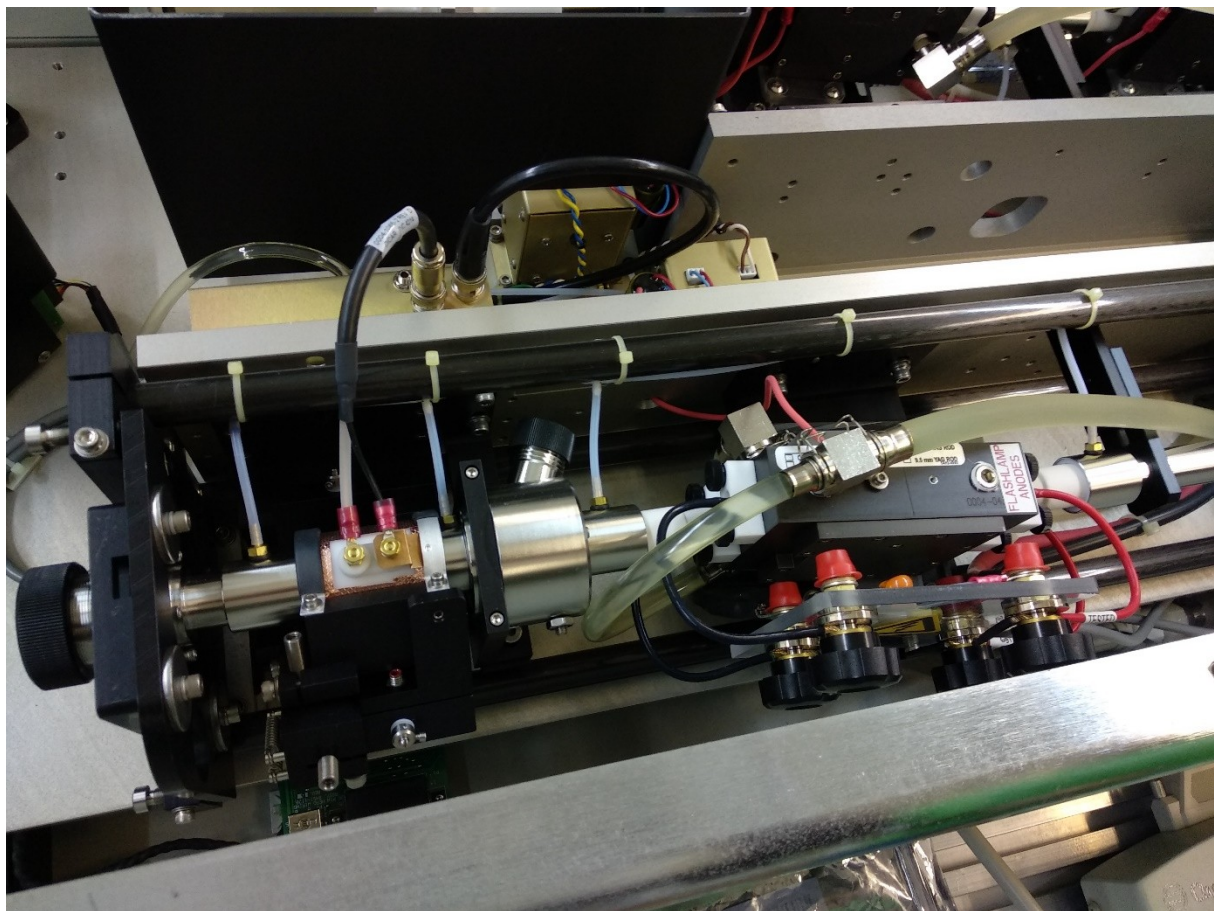
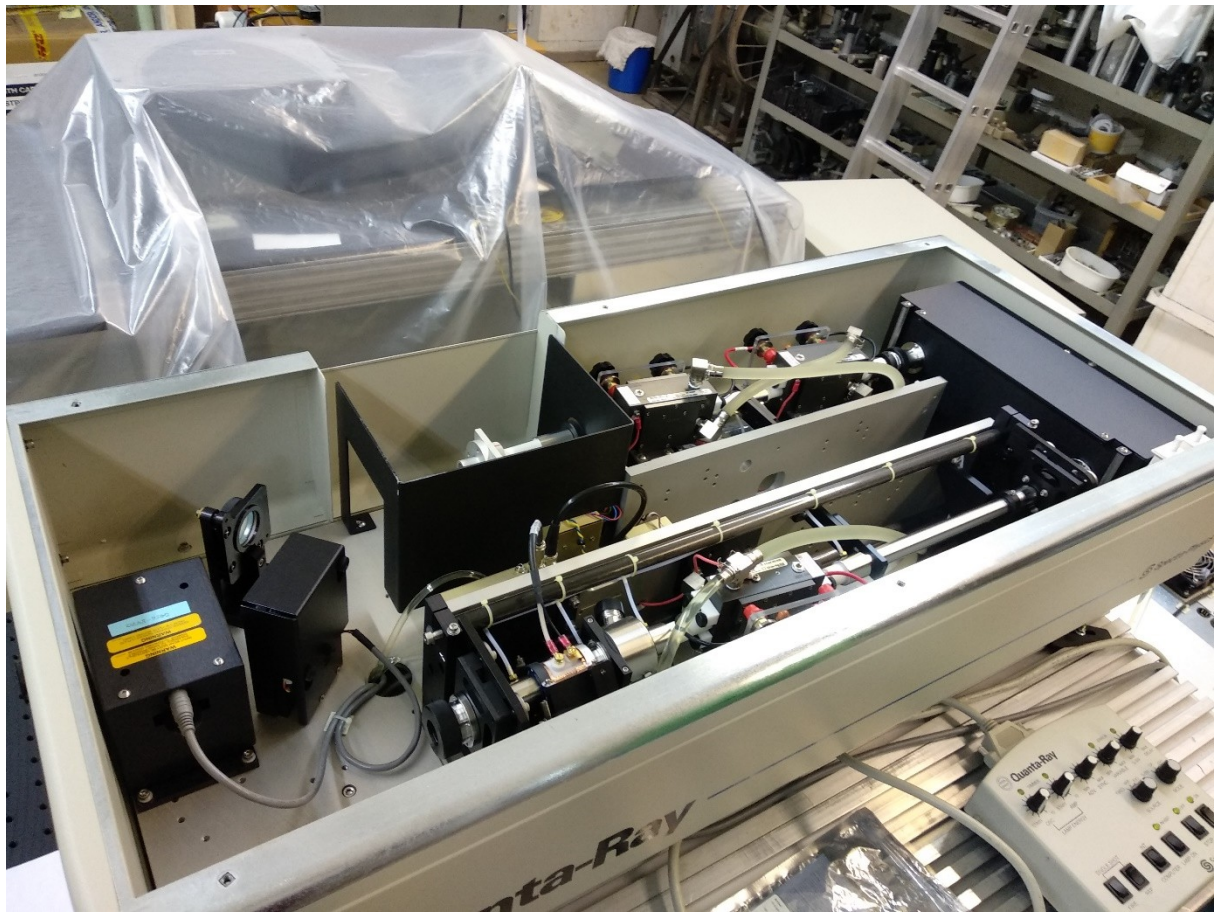


Рис. 8. лазер Nd:YAG (1064 нм) Quanta Ray Pro 250 (Spectra Physics)

Таблица 1. Параметры лазера Nd:YAG

Длина волны, $\lambda$	1064 нм
Длительность импульса, $\tau$	10 нс
Энергия импульса, $Q$	1,5 Дж
Частота повторения, $\nu$	10 Гц
Диаметр пучка на выходе $d$	8 мм
Расходимость пучка, $\Theta$	0,5 мРад

## 2.7 Спектрометры-полихроматоры

В данном исследовании использовались спектрометры-полихроматоры, разработанные в ИЯФ СО РАН [9]. Они основаны на полосовых интерференционных фильтрах, что является наиболее распространённой современной концепцией в диагностиках ТР [16]. Через световод излучение заводится внутрь полихроматора, проходит через ахроматический коллиматор, отражается от системы зеркал и попадает в 6 спектральных каналов (рис. 9). Ахроматический коллиматор был выбран, поскольку в этой оптической системе скомпенсированы хроматические aberrации для двух длин волн. В нашем эксперименте  $\lambda_{Nd:YAG}=1064\text{ нм}$  и  $\lambda_{redlaser}=635\text{ нм}$  (юстировка схемы производилась по красному лучу). В каждом из шести каналов расположен полосовой интерференционный фильтр с определённой заданной полосой пропускания. За фильтрами установлены модули детектирования, которые содержат фокусирующую асферическую линзу и лавинный фотодиод (ЛФД или APD – avalanche photodiode) с усилителем. На борту также присутствует АЦП и цифровое ядро на базе ЦПУ ARM и программируемой матрицы (ПЛИС или FPGA), которое полностью обеспечивает обработку сигналов. Работа со спектрометром осуществляется через высокоскоростной интерфейс Ethernet-1000.



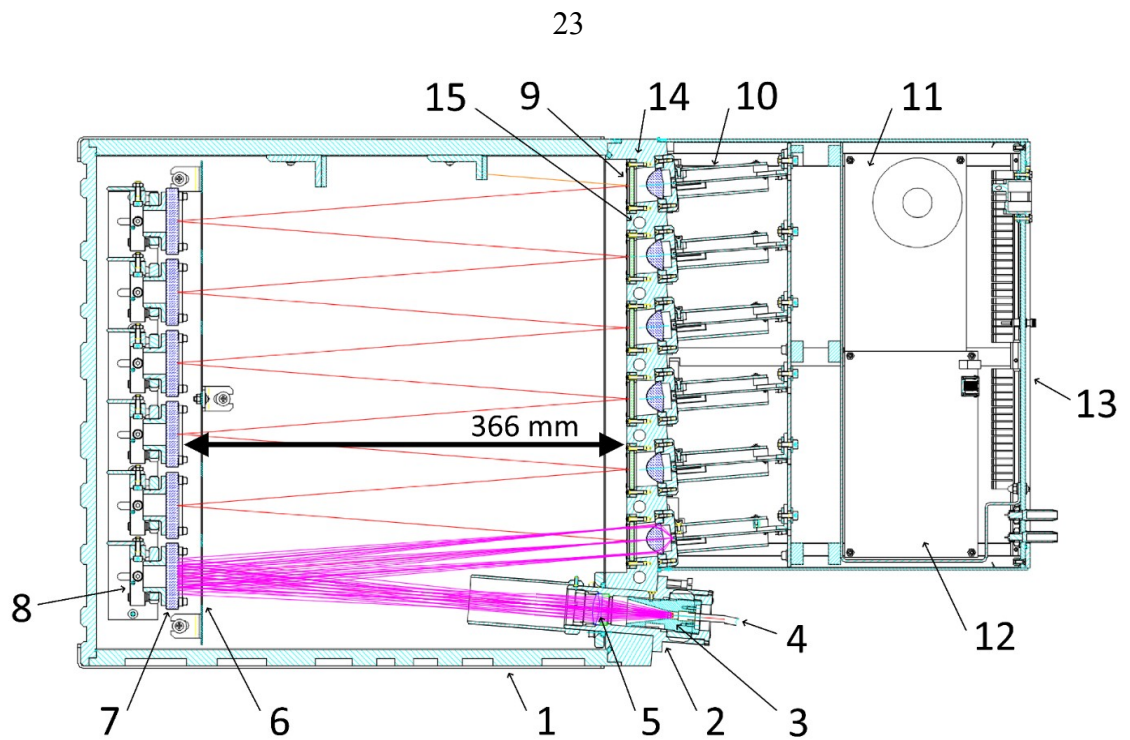


Рис. 9. Схема спектрометра-полихроматора. 1 – корпус, 2 – входная сборка, 3 – подвижный ввод оптоволоконна, 4 – оптоволоконная сборка, 5 – ахроматический коллиматор, 6 – маска, 7 – вогнутое сферическое зеркало с  $d = 54$  мм и  $R = 750$  мм, 8 – юстировочный держатель зеркала, 9 – интерференционный фильтр, 10 – модуль ЛФД с асферической линзой и усилителем, 11 – печатная плата блока питания, 12 – системная плата, 13 – передняя панель, 14 – несущая часть корпуса спектрометра, 15 – сквозное отверстие для циркуляции охлаждающего воздуха

## 2.8 Метод обработки данных

На рис. 10 представлены аппаратные функции спектрометра (функции спектрального отклика или SRF – spectral response function). В качестве источника света использовалась вольфрамовая лампа накаливания (Quartz-Tungsten-Halogen). При помощи монохроматора МДР-23 вырезалась узкая линия, которая сканировалась в требуемом диапазоне. При сканировании, одновременно производилось измерение реального спектра, поступающего в калибруемый фильтровый полихроматор. С этой целью, излучение подавалось одновременно на две выходные щели МДР-23. На второй щели был установлен измерительный фотодиод с заводской абсолютной калибровкой чувствительности, который и прописывал реальную форму спектра.

Сложная форма аппаратных функций требует иного подхода к вычислению  $T_e$ .



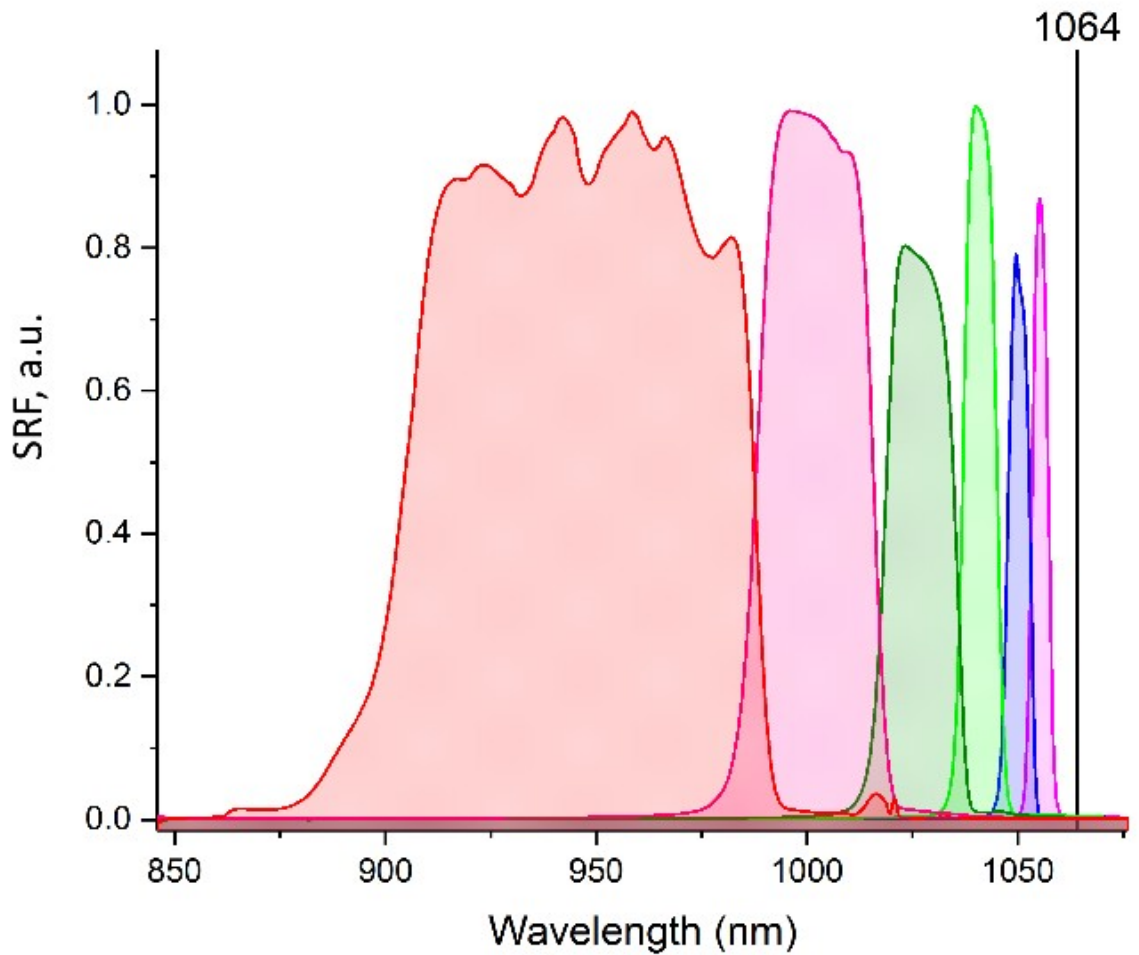


Рис. 10. Аппаратные функции спектрометра (SRF)

Для вычисления температуры электронов использовался итерационно-циклический алгоритм, который поясняется рис. 11. Задаём конкретную электронную температуру. По заданной температуре и известным откалиброванным аппаратным функциям вычисляем синтетические сигналы рассеяния. Сравнивая их с измеренными в эксперименте сигналами рассеяния, мы можем вычислить среднеквадратичное отклонение (СКО) и сравнить с опорным допуском (величина в %, определяющая точность). Повторяем эту процедуру до тех пор, пока СКО не станет меньше заданного допуска. Ошибка температуры электронов вычисляется по такой же итерационной схеме следующим образом: от вычисленного значения  $T_e$  «отходим вправо», увеличивая температуру, снова проходим всю последовательность шагов и вычисляем СКО для температуры, пока оно не станет меньше заданного. Зная точный вид спектра и значение температуры, мы вычисляем плотность электронов, используя рамановскую калибровку.

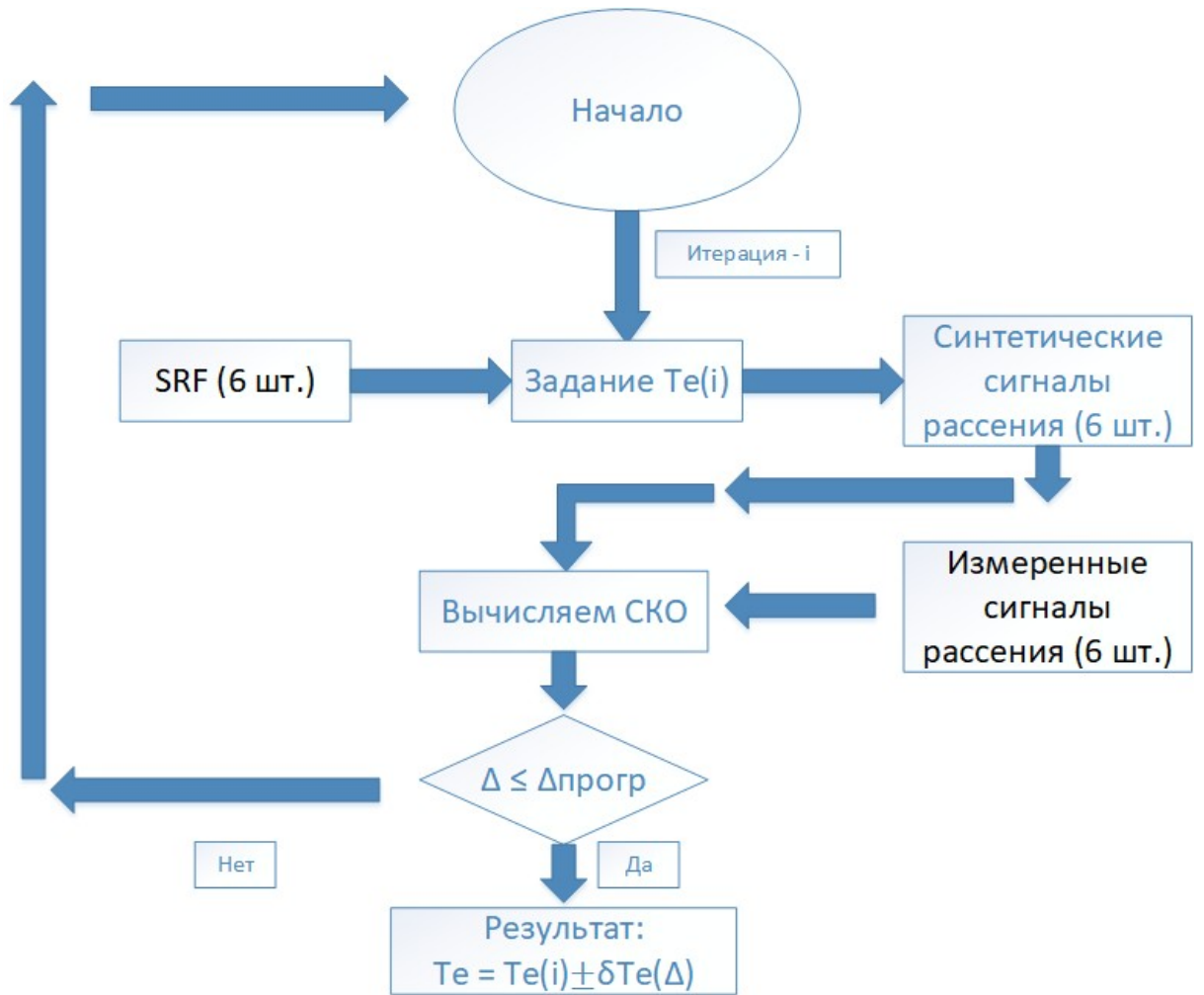


Рис. 11. Итерационно-циклическая схема вычисления  $T_e$

## 2.9 Калибровка при помощи рамановского рассеяния

При давлении азота ( $N_2$ ) в 50 Торр применяют комбинационное (или рамановское) рассеяние, при давлении в 1,5 Торр – рэлеевское рассеяние. На длине волны 1064 нм достаточно большой сигнал рэлеевского рассеяния, вклад рамановского рассеяния составляет около 0,5 %. При комбинационном рассеянии появляются несколько стоксовых и антистоксовых компонент, сигнал от последних хорошо виден на длинах волн 1058 нм и 1048 нм (рис. 12) [13].

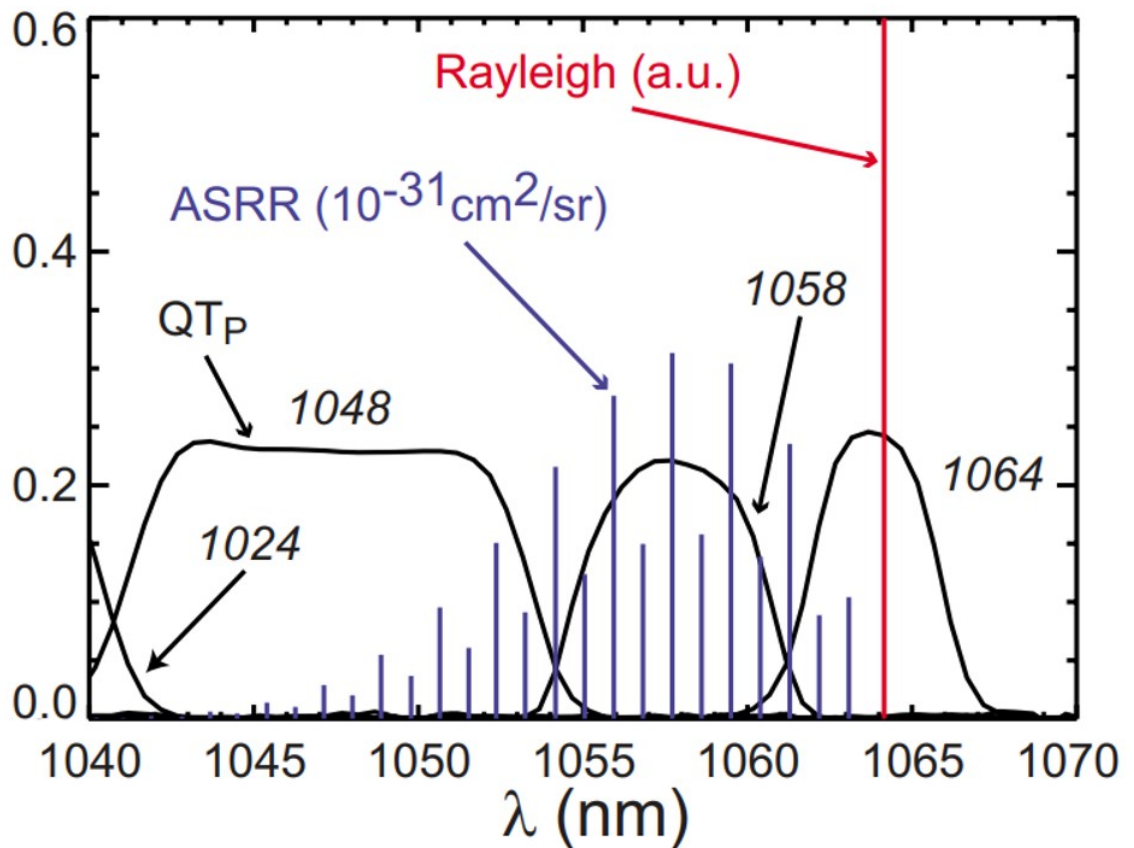


Рис. 12. Наложение на длину волны спектральной калибровки  $QT_p$ , поперечное сечение линий антистоксова вращательного комбинационного рассеяния и линии рэлеевского рассеяния [13]

Если записать уравнения, необходимые для расчета сигнала, возникающего в результате рэлеевского, рамановского или томсоновского

рассеяния, можно найти общий параметр  $G$ , связанный с формой спектра. Это глобальный геометрический фактор, который необходим для оценки локальной электронной плотности, измеренной томсоновским рассеянием, и который содержит в себе детали юстировки лазерного луча и собирающей оптики:  $\Delta L$  – наблюдаемый путь луча,  $\Delta\Omega$  – телесный угол сбора света, а  $T_c$  – коэффициент пропускания собирающей оптики. Профиль  $G$  зависит от большого радиуса  $R$  и различен для каждого лазера:

$$G = \Delta L \Delta\Omega \overline{T_c(\lambda_{Rmj})} = \frac{\nu_{Rm} C_{fb}}{\left[ \sum_j F_j \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Rmj} \lambda_{Rmj} (QT_p)_{Rmj} \right] n_{Rm} \frac{E_l}{hc} Meg} \quad (16)$$

Здесь  $\lambda_{Rmj}$  – длина волны антистоксовых линий рамановского рассеяния.  $(QT_p)_{Rmj}$  (Quantum efficiency multiplied by Transmission of Polychromator/filter) – квантовая эффективность, умноженная на коэффициент пропускания полихроматора/фильтра, оценённая на длине волны  $\lambda_{Rmj}$ .  $C_{fb}$  – эффективная ёмкость обратной связи трансимпедансного усилителя.  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Rmj}$  – соответствующие поперечные сечения.  $n_{Rm}$  – числовая плотность газа,  $\nu_{Rm}$  – частота быстрого электронного сигнала.  $E_l$  – энергия лазерного импульса,  $M$  – коэффициент усиления лавинного фотодиода (APD),  $g$  – коэффициент усиления электроники.  $e$  – заряд электрона,  $h$  – постоянная Планка,  $c$  – скорость света в вакууме.  $F_j$  – фракция молекулярной плотности в верхнем состоянии, соответствующем вращательной линии  $j$ .

Относительная интенсивность антистоксовых линий рамановского рассеяния пропорциональна  $F_j \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Rmj}$ , где

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Rmj} = \frac{64\pi^4}{45} \frac{3J(J-1)}{2(2J+1)(2J-1)} \frac{1}{\lambda_{Rmj}^4} \gamma^2 \quad (17)$$

Здесь  $J$  – квантовое число, отвечающее моменту импульса, и  $\gamma^2$  – квадрат гамма-фактора анизотропии поляризуемости молекулы азота. Для длины волны 1064 нм этот фактор равен

$$\gamma_{1064}^2 = (0,51 \pm 0.025) \times 10^{-48} \text{ см}^6 \quad (18)$$

Длины волны 1064 нм и 1048 нм составляют лучшую пару для вычисления  $\gamma^2$ .

Абсолютная интенсивность рассеяния для  $N_2$  на длине волны 488 нм характеризуется дифференциальным сечением обратного рассеяния, суммированным по стоксовой и антистоксовой полосам и по поляризациям рассеянного света. В работе [12] посчитано точное значение, которое составило  $1,64 \times 10^{-29} \text{ cm}^2/\text{sr} \pm 8\%$ .

В различных областях фундаментальных и прикладных исследований полезно знать абсолютную интенсивность вращательного рамановского рассеяния (rotational Raman scattering – RRS) или, что то же самое, анизотропию  $\gamma$  тензора молекулярной поляризуемости. Абсолютную интенсивность RRS можно рассчитать по деполяризации рэлеевского рассеяния для  $N_2$ . Молекула  $N_2$  рассматривается как простая линейная молекула (singular linear molecule – SLM), т. е. линейная молекула без электронного углового момента, связанного с рассеянием.

Для SLM допустимы переходы в RRS:  $J \rightarrow J \pm 2$ , где  $J$  – квантовое число начального вращательного момента импульса.

Рамановские сдвиги  $\Delta\omega_{J \rightarrow J'}$  приблизительно равны  $-(4J+6)B_0$  для  $J \rightarrow J+2$  и  $(4J-2)B_0$  для  $J \rightarrow J-2$ , где  $B_0$  – постоянная вращения для самого нижнего колебательного уровня.

Интенсивность (мощность на единицу телесного угла) в линии RRS равна

$$I_{J \rightarrow J'} = PNL F_J \sigma_{J \rightarrow J'} \quad (19)$$

где  $P$  – мощность падающего луча,  $N$  – числовая плотность молекул,  $L$  – длина наблюдаемого сегмента падающего луча,  $F_J$  – доля молекул в состоянии  $R$ , а  $\sigma_{J \rightarrow J'}$  – дифференциальное сечение.

Для газа, находящегося в тепловом равновесии при температуре  $T$ :

$$F_J = Q^{-1} g_J (2J+1) \exp(-E_J/kT) \quad (20)$$

Здесь  $E_J$  – вращательная энергия, заданная в хорошем приближении как  $J(J+1)hcB_0$ ,  $g_J$  – статистический весовой коэффициент, зависящий от спина ядра, а  $Q$  — вращательная статистическая сумма.

Приближенное выражение для  $Q$  для состояний  $\Sigma$  гомоядерных молекул имеет вид

$$Q \approx (2I+1)^2 kT/2hcB_0 \quad (21)$$

где  $I$  — квантовое число ядерного спина.

Для  $N_2$ :  $g_J=6$  (чётное  $J$ ) или  $g_J=3$  (нечётное  $J$ ),  $I=1$ ,  $B_0=1,98973 \text{ см}^{-1}$ .

Интенсивность рассеянного излучения пропорциональна молекулярной числовой плотности в данном диапазоне давлений. Наблюдаемые линии RRS находились вблизи стоксова и антистоксова максимумов крыльев RRS.

Сечения рэлеевского рассеяния для каждого из газов:

$$(\sigma_{zz})_{Ray} = 4\pi^2 \omega_0^4 \left( \frac{n-1}{N} \right)^2 \left( \frac{3}{3-4\rho_{Ray}} \right) \quad (22)$$

где  $\omega_0$  – частота начального излучения,  $n$  – показатель преломления при плотности молекул  $N$ ,  $\rho_{Ray}$  – деполяризация наблюдаемого рэлеевского рассеяния.

Деполяризация  $\rho$  представляет собой отношение перпендикулярно поляризованной компоненты к параллельной компоненте. Теоретический результат для деполяризации RRS:

$$\rho_{th} = 3/4 \quad (23)$$

Для  $N_2$ :

$\lambda = 488 \text{ нм}$ ,  $\gamma^2 = (0,518 \pm 8\%) \times 10^{-48} \text{ см}^6$  (RRS),  $\gamma^2 = 0,518 \times 10^{-48} \text{ см}^6$  (рэлеевское)

$\lambda = 632,8 \text{ нм}$ ,  $\gamma^2 = 0,476 \times 10^{-48} \text{ см}^6$  (рэлеевское)

$\lambda = 647,1 \text{ нм}$ ,  $\gamma^2 = (0,459 \pm 8\%) \times 10^{-48} \text{ см}^6$  (RRS)

Для  $N_2$ :  $J \rightarrow J' = 6 \rightarrow 8$ ,  $\sigma = (3,2 \text{ или } 5,4) \times 10^{-30} \text{ см}^2/\text{см} \cdot \text{рад}$ .

Для  $N_2$ :  $\sigma_{back} = 1,64 \times 10^{-29} \text{ см}^2/\text{см} \cdot \text{рад} \cdot \pm 8\%$ .

Дизайн спектрометров не позволяет произвести калибровку по рэлеевскому рассеянию, поскольку коэффициент подавления на длине волны 1064 нм превышает  $10^5$ . Подобрали длины волн, на которых лучше всего

видны стоксовы и антистоксовы компоненты. Интенсивности функций спектрального отклика подобрали в соответствии с требуемыми параметрами. Давление  $P(N)$  измеряли независимо с помощью манометра. Давление подбиралось таким, чтобы длина волны  $\lambda_{as}$  попадала в каналы 1 или 2. Стреляли лазером в азот ( $N_2$ ), происходило комбинационное рассеяние, получили набор экспериментальных спектров из каждого спектрального канала. Сравнивая измеренные спектры с модельными, можем определить калибровочные параметры.

## 2.10 Результаты измерений

Первые результаты были получены при помощи лазера Nd:Glass с  $\lambda=1054,65\text{ нм}$ . Измерения проводились в режиме работы ГДЛ без дополнительного нагрева на ЭЦР. Как упоминалось в п. 2.3, начальная плазма создавалась газоразрядным дуговым источником. Поддув газа осуществлялся с периферии. Была произведена серия из нескольких десятков выстрелов в режиме с умеренными параметрами плазмы, как было описано выше. В каждом выстреле, измерялись радиальные профили температуры и плотности по 6 точкам, расположенным на радиусе плазмы. Измерения проводились в момент времени, когда энергосодержание было максимально, т.е. 7,5–8 мс по шкале времени ГДЛ (10 мс – длительность всего эксперимента на ГДЛ). Этот момент приблизительно соответствует окончанию импульса атомарной инжекции [11].

На рис. 13 представлены сигналы рассеяния со всех 6 спектрометров в выстреле ГДЛ №50992. Каждый спектрометр имеет синхронную 8-канальную систему регистрации: 6 каналов используются для сигналов рассеяния для рассеяния, 2 канала резервных. Система регистрации основана на 12-битном АЦП, который работает с частотой выборки 5 Гс/с и имеет 1000 точек (сэмплов), что соответствует длительности окна регистрации 200 нс [9]. Такое количество (1000 точек) было выбрано в качестве компромисса между быстродействующей системой регистрации с большим динамическим диапазоном и разумной стоимостью. Первые два канала не показаны, т. к. они засвечены прямым излучением лазера. Это происходит потому, что интерференционные фильтры имеют полосы, рассчитанные на длину волны 1064 нм лазера Nd:YAG (но эти результаты были получены для длины волны 1054.65 нм лазера Nd:Glass). В спектральный канал №7 3-его спектрометра



заведён опорный сигнал с фотодиода FGA05, который используется для мониторинга энергии лазерного импульса.

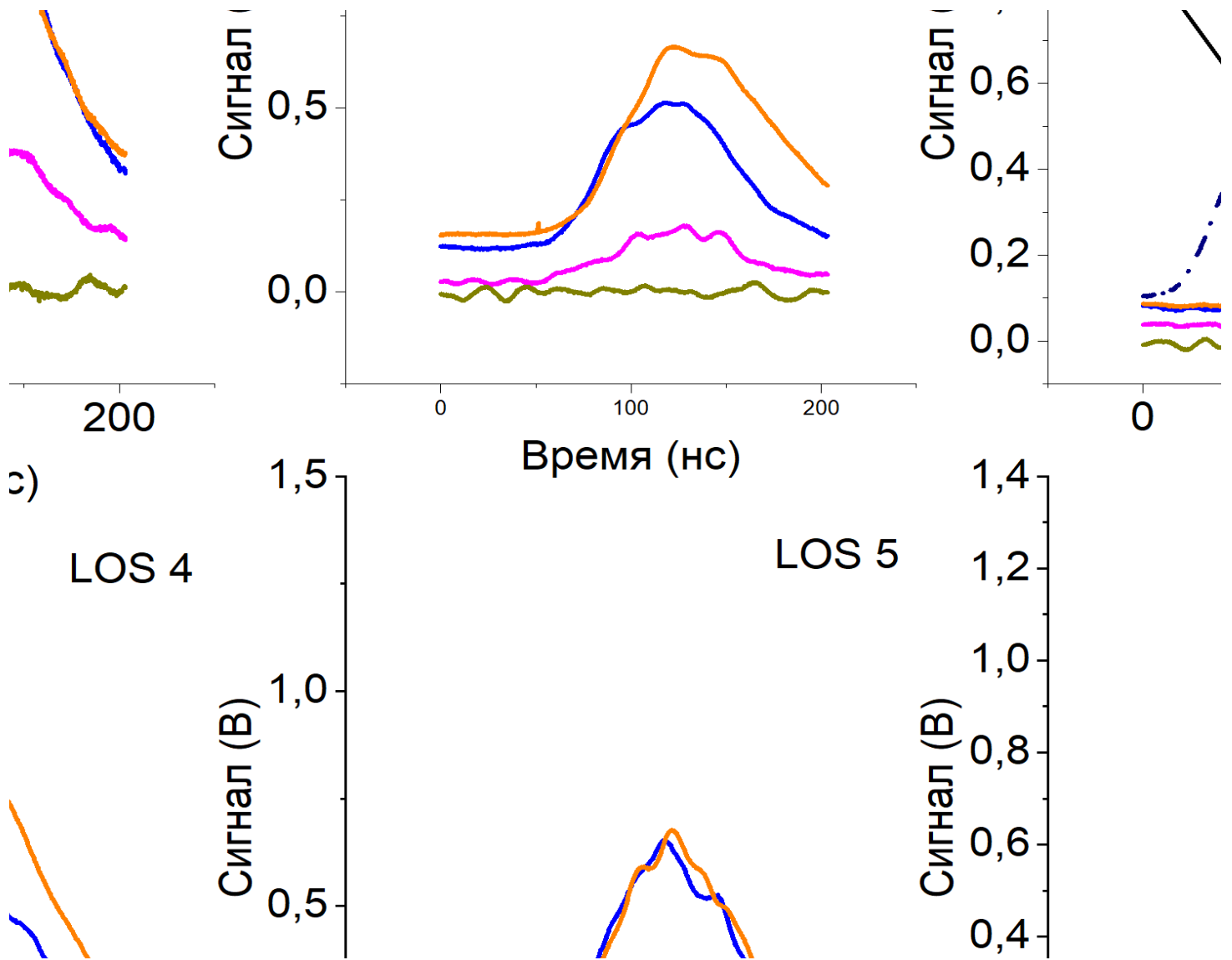


Рис. 13. Сигналы рассеяния с 6 спектрометров в выстреле ГДЛ №50992

Шум сигналов обусловлены квантовой статистикой фотонов с учётом лавинного усиления. Шум от усилителя существенно меньше благодаря конфигурации самого детекторного модуля. Поскольку спектральные каналы расположены друг за другом, существует некоторая задержка распространения оптического сигнала между ними. Её величина

$$\tau = \frac{(366 \text{ мм} \cdot 12 - 366 \text{ мм} \cdot 2)}{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}} = 12,2 \text{ нс} \quad (24)$$

В данных измерениях были некоторые систематические сложности в обработке и вычислении электронной температуры: большая длительность лазерного импульса ( $\sim 100$  нс) и аномально большой джиттер лазерного импульса, связанный с электрической схемой модулятора добротности лазера. Это приводит к тому, что часть сигналов обрезается по переднему или по заднему фронту. Это не позволяет проинтегрировать сигналы без систематической ошибки в измерении температуры. Поскольку измерения на лазере Nd:Glass предполагались лишь в качестве промежуточного этапа, коррекций или значительных усилий по устранению проблемы не предпринималось.

На рис. 14 представлены радиальные профили температуры электронов в плазме ГДЛ в различных выстрелах. Координаты обозначены отрицательными в соответствии с использованными линиями наблюдениями (0 – в центре, см. рис. 3). Профили имеют типичную форму, где максимум температуры в районе оси, это связано с профилем от вклада в энергию быстрых ионов. Электроны в режиме без дополнительного ЭЦР-нагрева нагреваются за счёт взаимодействия с быстрыми ионами (electron drag).

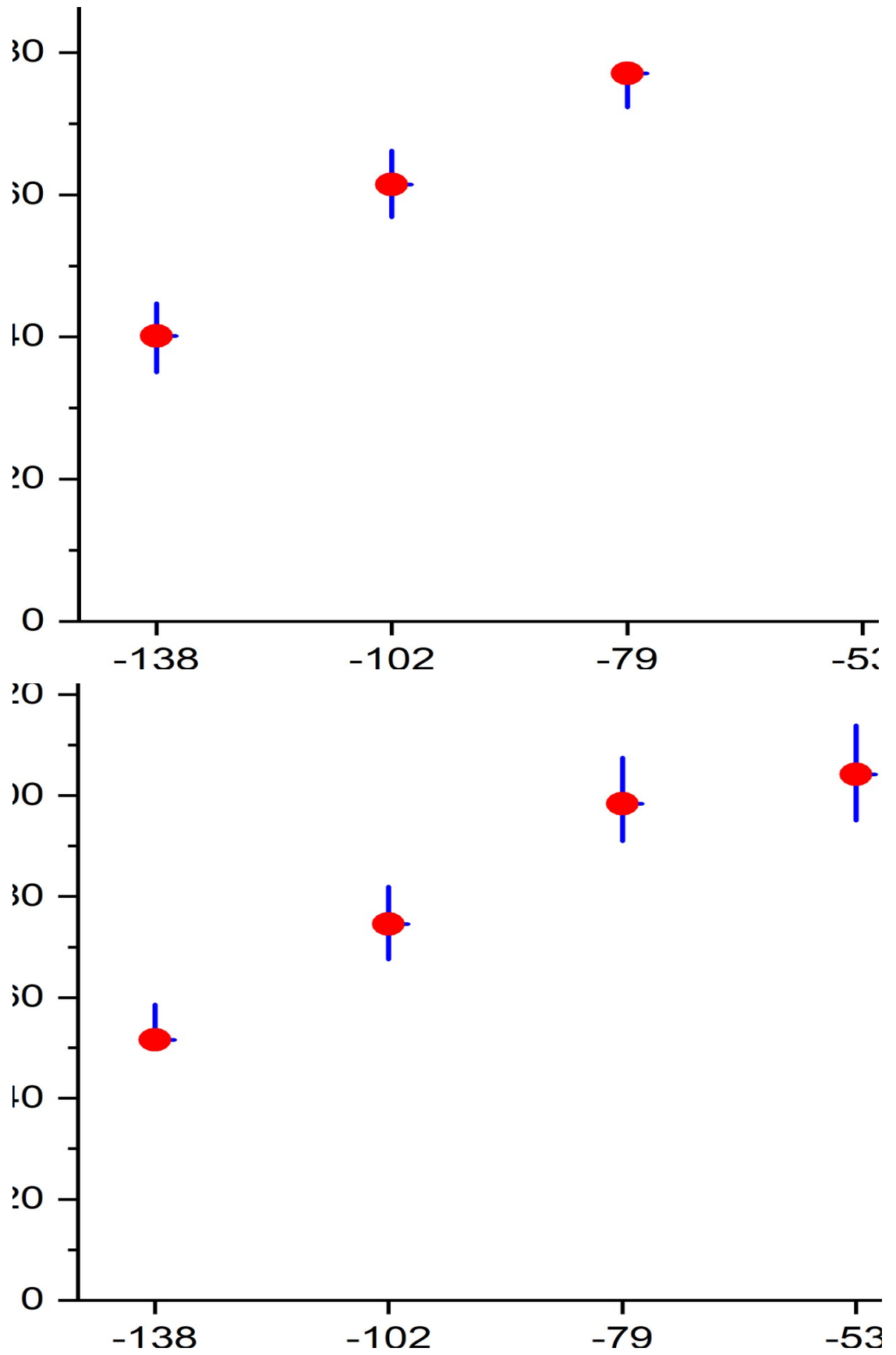


Рис. 14. Распределение  $T_e$  в выстрелах ГДЛ №50897 и №50992

соответственно

Среднеквадратичная ошибка в измерениях температуры вычисляется по аналогичной итерационно-циклической схеме, описанной выше. «Отходим» от максимального значения в большую или меньшую сторону, чтобы вычислить границы интервала погрешности, поэтому ошибка чаще всего бывает несимметричной ввиду несимметричного распределения температуры (спектр по-разному меняется в разные стороны). Несмотря на то, что измерения температуры производились по 4-м (в некоторых выстрелах по 3-м) каналам с «выключенными» двумя ближайшими к лазерной длине волны, ошибка измерений всё же имеет небольшую величину  $\approx 10\%$ . Можно заключить, что алгоритм вычисления температуры на базе моделирования спектра рассеяния, работает корректно. Также можно ожидать значительного уменьшения ошибки после перехода в штатный режим с лазером на 1064 нм, где каналы №1 и №2 будут содержать сигналы рассеяния.

В описанных измерениях, абсолютной калибровки для измерения плотности электронов ещё не было произведено. Поэтому радиальные профили плотности могут быть изображены лишь в относительных единицах. Для вычисления плотности, можно использовать величину сигнала рассеяния любого из спектральных каналов. На рис. 15 изображены оценочные профили электронной плотности. Пара точек отвечает 2 спектральным каналам: чёрным цветом – каналу №3, красным – каналу №4. Практически идеальное совпадение результатов, полученных по разным каналам, также свидетельствует о корректности процедуры моделирования спектра, которая используется в диагностике.

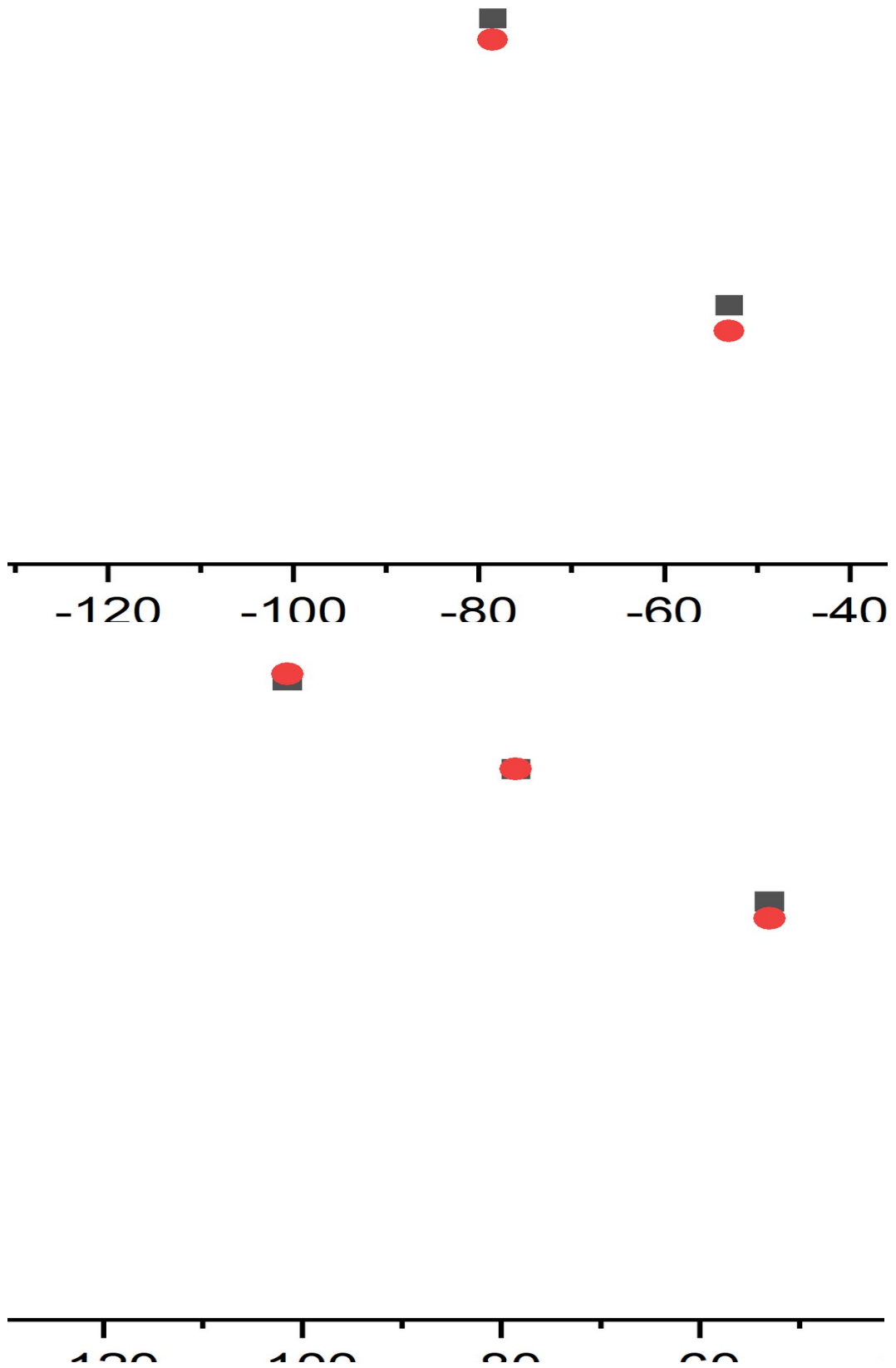


Рис. 15. Профили плотности электронов  $n_e$  (в отн. ед.) в выстрелах ГДЛ  
№50897 и №50992

Как видно на рис. 15, максимум профиля плотности расположен на периферии, а минимум в центре. Аналогично радиальным профилям электронной температуры, такой характерный вид радиальных профилей плотности легко объясним. Это связано с работой газбокса, который инжектирует газ с периферии для поддержания баланса частиц мишенной плазмы в течение атомарной инжекции. Несмотря на то, что газбоксы расположены в пробочных узлах с максимальным полем и, следовательно, минимальным диаметром плазмы, длина пробега молекул и атомов относительно ионизации в несколько миллиметров оказывается существенно меньше. Благодаря этому, пик плотности оказывается на радиусе  $\approx 100$  мм (для сравнения, радиус лимитера 140 мм).

Для примера изображены 2 канала. Видно, что они совпадают с хорошей точностью, что даёт некоторую оценку погрешности. Точный вид профиля электронной плотности в абсолютных единицах будет получен после проведения рамановской калбировки.

### 3 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках модернизации томсоновского рассеяния, была подготовлена диагностика на основе предыдущего лазера Nd:Glass и новой оптической системы регистрации с шестью спектрометрами-полихроматорами.

Были проведены измерения и получены первые радиальные профили температуры и плотности электронов в плазме ГДЛ без дополнительного ЭЦР-нагрева с использованием лазера Nd:Glass и новой системы регистрации. Для проведения данного эксперимента были произведены калибровочные измерения параметров лазера Nd:Glass. Было измерено несколько десятков радиальных профилей температуры и плотности электронов. Ошибки измерений составили менее 10%, несмотря на определённые методические сложности. Результаты измерений представляют ценную физическую информацию.

Завершены монтаж и юстировка многоканальной диагностики с лазером Nd:YAG на длине волны 1064 нм. Диагностика полностью подготовлена к физическим измерениям.

В ближайшее время планируется абсолютная калибровка системы регистрации для измерения  $n_e$  при помощи рамановского рассеяния. После этого, многоканальная диагностика ТР на ГДЛ будет полностью готова к эксплуатации в физическом эксперименте. Основная цель измерений – исследование функции распределения электронов по скорости в различных режимах ГДЛ. В частности, эти измерения необходимы в планируемых экспериментах по изучению продольных потерь частиц и энергии, а также экспериментов с увеличенной мощностью дополнительного нагрева плазмы на ЭЦР.

#### **4 БЛАГОДАРНОСТИ**

Автор выражает глубокую благодарность Лизунову А. А. за научное руководство, а также всему коллективу установки ГДЛ за проведённые эксперименты и техническую поддержку.



## 5 СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Sigman D. R. ELECTRON DENSITIES DETERMINED BY MEASUREMENT OF THOMSON SCATTERING OF LASER LIGHT FROM A PLASMA. – The Ohio State University, 1964.
- [2] Patrick R. M. Thomson scattering measurements of magnetic annular shock tube plasmas //The Physics of Fluids. – 1965. – Т. 8. – №. 11. – С. 1985-1994.
- [3] Carlstrom T. N. et al. A compact, low cost, seven channel polychromator for Thomson scattering measurements //Review of scientific instruments. – 1990. – Т. 61. – №. 10. – С. 2858-2860.
- [4] Reusch J. A. et al. Multipoint Thomson scattering diagnostic for the Madison Symmetric Torus reversed-field pinch //Review of Scientific Instruments. – 2008. – Т. 79. – №. 10. – С. 10E733.
- [5] Tojo H. et al. Conceptual design of polychromator for Thomson scattering system in JT-60SA //Journal of Plasma and Fusion Research SERIES. – 2010. – Т. 9. – С. 288-293.
- [6] O’Gorman T. et al. Design and implementation of a full profile sub-cm ruby laser based Thomson scattering system for MAST //Review of Scientific Instruments. – 2010. – Т. 81. – №. 12. – С. 123508.
- [7] Ottaviano A. et al. Characterization and calibration of the Thomson scattering diagnostic suite for the C-2W field-reversed configuration experiment //Review of Scientific Instruments. – 2018. – Т. 89. – №. 10. – С. 10C120.
- [8] Zhai K. et al. Thomson scattering systems on C-2W field-reversed configuration plasma experiment //Review of Scientific Instruments. – 2018. – Т. 89. – №. 10. – С. 10C118.
- [9] Lizunov A. et al. Integrated polychromator and data acquisition system for the Thomson scattering diagnostic //Journal of Instrumentation. – 2019. – Т. 14. – №. 07. – С. C07010.

- [10] Sheffield J. et al. Plasma scattering of electromagnetic radiation: theory and measurement techniques. – Academic press, 2010.
- [11] Ivanov A. A., Prikhodko V. V. Gas-dynamic trap: an overview of the concept and experimental results //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2013. – T. 55. – №. 6. – C. 063001.
- [12] Penney C. M., Peters R. L. S., Lapp M. Absolute rotational Raman cross sections for N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, and CO<sub>2</sub> //JOSA. – 1974. – T. 64. – №. 5. – C. 712-716.
- [13] LeBlanc B. P. Thomson scattering density calibration by Rayleigh and rotational Raman scattering on NSTX //Review of Scientific Instruments. – 2008. – T. 79. – №. 10. – C. 10E737.
- [14] Sandomirsky A. V., Lizunov A. A. Charge exchange radiation diagnostic with gas jet target for measurement of plasma flow velocity in the linear magnetic trap //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2021. – T. 2036. – №. 1. – C. 012032.
- [15] Quanta-Ray PRO-Series Pulsed Nd:YAG Lasers User's Manual, 2006. – 160 p.
- [16] Palmer C., Loewen E. G. Diffraction grating handbook. – 2005.