

Содержание

1. Введение	2
2. MSE диагностика на ГДЛ	4
2.1. Физические основы метода	4
2.2. Численная модель	6
2.3. Описание диагностики	7
2.4. Диагностический инжектор	7
2.5. Оптическая система	10
2.6. Особенности диагностики	11
2.7. Калибровка спектральной дисперсии	12
2.8. Развитие диагностического комплекса	14
2.9. Эксперимент с компактным пробкотроном	14
3. Результаты	17
4. Заключение	23
5. Список литературы	24

1. Введение

Данная работа посвящена пучково- спектроскопической диагностике на основе динамического эффекта Штарка для измерения магнитного поля и β (отношение давления плазмы к давлению магнитного поля) на установке газодинамическая ловушка (ГДЛ) [1, 2, 3].

Установка ГДЛ (рис. 1) представляет собой осесимметричный пробкотрон с расстоянием между пробками 7м. Диаметр вакуумной камеры центральной части — 1м, торцевых баков- расширителей - 2,6 м. Суммарный объем вакуумной камеры около 15 м³. Установка откачивается тремя турбомолекулярными насосами (по одному в каждом из объемов), гелиевыми насосами и сорбционными насосами с дуговыми распылителями титана.

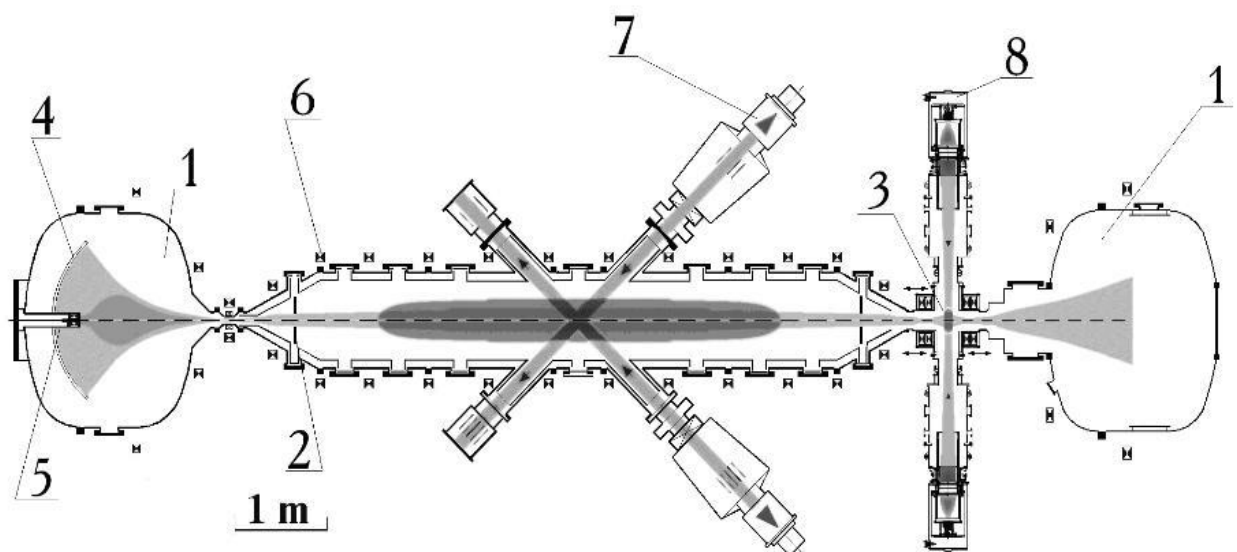


Рис. 1. Схема ГДЛ. 1-торцевые баки, 2-центральная секция, 3-компактный пробкотрон, 4 - плазмоприёмник, 5-источник плазмы, 6 – катушки основной магнитной системы, 7 – нагревные инжекторы атомов, 8 –инжекторы для создания анизотропной плазмы в компактном пробкотроне.

Магнитное поле формируется двенадцатью катушками, установленными непосредственно на центральной вакуумной камере и пробочными узлами. Типичное значение поля в центре составляет 2,5 кГс, в пробках 100 кГс, пробочное отношение 40. Ловушка заполняется мишенной плазмой через пробку при помощи источника плазмы, расположенного в одном из баков- расширителей. Поддержание баланса частиц мишенной плазмы производится инжекцией газа в периферийные области шнура. Нагрев плазмы осуществляется инжекцией внутрь системы под углом 45° к оси 6 водородных пучков с энергией от 18 до 22 кэВ. МГД- стабилизация обеспечивается при помощи подачи электрических потенциалов на лимитеры и плазмоприёмники [9].

В таблице 1 приведены основные параметры установки ГДЛ.

Таблица 1. Параметры установки ГДЛ

Параметр	Величина
Полная длина установки	17 м
Расстояние между пробками	7 м
Магнитное поле: в центре (H_0) в пробках (H_m) пробочное соотношение $R=H_m/H_0$	2,5 кГс 100 кГс (до 150 кГс) 40
Рабочее давление (перед инжекцией плазмы)	$3 \cdot 10^{-5}$ Па
Энергия инжекции	18-22 кэВ
Мощность инжекции	до 4 МВт
Длительность инжекции	5 мс
Угол инжекции	45°
Плотность мишенной плазмы на оси	$4 \cdot 10^{13}$ см ⁻³
Электронная температура плазмы	120 эВ
Плотность быстрых ионов в точках отражения	$\approx 2 \cdot 10^{13}$ см ⁻³
Средняя энергия быстрых ионов	10 кэВ
Энергосодержание быстрых ионов	до 1,2 кДж

Одно из перспективных направлений развития ГДЛ- проект источника нейтронов высокой яркости для материаловедческих и других целей [4]. Основная задача экспериментов – изучение процессов накопления и удержания анизотропной плазмы со средней энергией ионов 10 кэВ и $\beta \sim 1$. Особенностью эксперимента на ГДЛ является удержание двухкомпонентной плазмы. Первая компонента- «мишенная» плазма с максвелловским распределением, вторая компонента- анизотропная, образующаяся при инжекции мощных пучков Н или D с энергией 18- 22 кэВ. Анизотропные ионы удерживаются адиабатически (в бесстолкновительном режиме), совершая колебания между точками остановки. Точки остановки плещущихся ионов находятся в областях установки с пробочным отношением $R=2$, благодаря тому, что инжекция нагревных пучков производится под углом 45° .

Важной задачей является измерение давления анизотропной компоненты плазмы в области точки остановки. Информацию о давлении плазмы несет величина ослабления магнитного поля $\Delta B = B_{\text{вакуума}} - B_{\text{плазмы}}$. Для измерения магнитного поля и его ослабления на ГДЛ применяется диагностика на основе динамического эффекта Штарка.

В рамках проекта по созданию источника нейтронов высокой яркости на ГДЛ ведутся эксперименты с компактным пробкотроном (3), также SHIP (synthesised hot ion plasmoid). Особенностью эксперимента является создание резко анизотропной плазмы при

помощи перпендикулярной инъекции двух нагревных инжекторов с энергией 17 и 20 кэВ. Целью эксперимента является изучение резко анизотропной плазмы и изучение влияния наличия пробкотрона на скорость истечения плазмы из ловушки. Для измерения магнитного поля и β в компактном пробкотроне также используется диагностика на основе динамического эффекта Штарка.

2. MSE диагностика на ГДЛ

Диагностика на основе динамического эффекта Штарка (MSE, motional Stark effect) [5] – это диагностика, позволяющая по расщеплению излучения диагностического пучка определить абсолютную величину и ослабление магнитного поля. Наиболее эффективным является использование водородного диагностического пучка и наблюдение перехода линии H_{α} , так как она находится в видимой части спектра, что упрощает эксперимент.

Среди методов диагностики плазмы существуют разные способы измерения магнитного поля, такие как зондовые методы, зондирование пучками тяжелых ионов. Диагностика на основе динамического эффекта Штарка является бесконтактной, позволяющей производить измерения при высоких температурных параметрах плазмы, локальной (локальность определяется областью пересечения плазменного шнура, диагностического пучка и конечного телесного угла обзора).

В качестве примеров применения, можно привести использование MSE диагностики для спектральных измерений на установках ГДЛ, MST (Madison Symmetric Torus) [11].

2.1. Физические основы метода

Основой диагностики является Эффект Штарка — явление, открытое немецким физиком Йоханнесом Штарком в 1913 г., за что в 1919 г. он получил нобелевскую премию [8]. Эффектом Штарка называется снятие вырождения уровней энергии атома во внешнем электрическом поле [6].

Атом (или другая квантовая система), находясь в состоянии с определенной энергией, во внешнем поле \vec{E} , вследствие поляризуемости его электронной оболочки и возникновения индуцированного дипольного момента, приобретает дополнительную энергию. Уровень энергии, которому соответствует одно возможное состояние атома (невыврожденный уровень), в поле E характеризуется энергией $\varepsilon + \Delta\varepsilon$, т.е. смещается. Различные состояния вырожденного уровня энергии могут приобретать разные дополнительные энергии $\Delta\varepsilon_{\alpha}$ ($\alpha=1, 2, \dots, g$, где g - степень вырождения уровня). В результате вырожденный уровень расщепляется на уровни, число которых равно числу

различных значений энергий $\Delta\epsilon_\alpha$. Так, уровень энергии атома с заданным значением момента количества движения: $\vec{M} = \hbar\sqrt{J(J+1)}$, где $J = 0, 1, 2, \dots$ - квантовое число полного момента количества движения, расщепляется на подуровни, характеризуемые различными значениями магнитного квантового числа m_j , которое определяет величину проекции \vec{M} на направление \vec{E} . Значениям $-m_j$ и $+m_j$ соответствует одинаковая дополнительная энергия $\Delta\epsilon$, поэтому подуровни (кроме подуровня с $m=0$) дважды вырождены (в отличие от Зеемана эффекта, для которого все подуровни не вырождены).

При движении атома в поперечном магнитном поле, в сопутствующей ему системе отсчета возникает электрическое поле $\vec{E} = \vec{V} \times \vec{B}$, в котором происходит расщепление спектра излучения атома. Важно, что для водорода и водородоподобных ионов эффект Штарка линеен ($\Delta\epsilon$ пропорционален E), а значит и расщепление линейно по полю ($\Delta\lambda \propto |\mathbf{B}|$). На рис. 2 приведен расчетный спектр мультиплета H_α с указанными относительными интенсивностями отдельных линий.

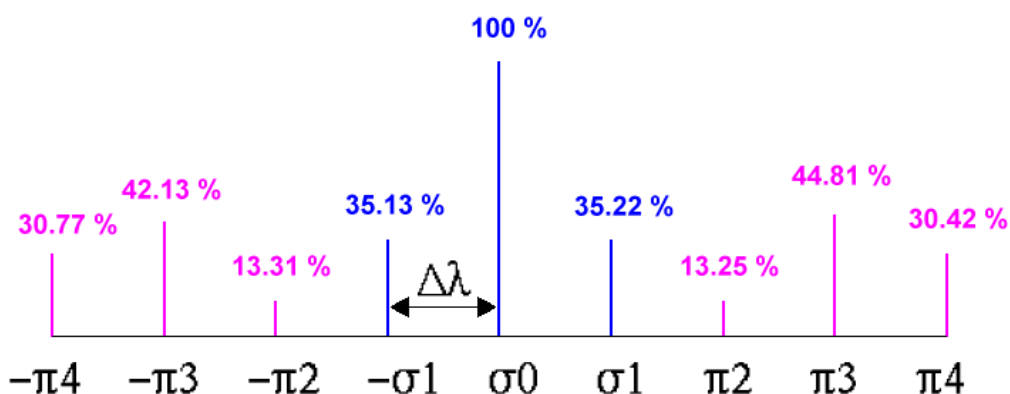


Рис. 2. Расчетный спектр мультиплета H_α (не показаны компоненты $\pm 5\pi$, $\pm 6\pi$, $\pm 7\pi$). Указаны относительные интенсивности отдельных линий. π -поляризация: $\parallel E$ (Лоренцовское эл. поле), σ — поляризация: $\perp E$.

При прохождении пучка атомов через плазму происходит его возбуждение (в основном при столкновениях с электронами), затем излучение им света на соответствующих длинах волн (рис. 4). Также важно, что достаточно высокая частота столкновений, позволяет считать заселение уровней при возбуждении в соответствии со статистическими весами.

На рис. 3 приведена общая геометрия эксперимента. Поле E перпендикулярно магнитному полю и скорости пучка. Одна из компонент излучения пучка (π -компонента) направлена параллельно электрическому полю, а вторая (σ -компонента) имеет круговую

поляризацию и направлена перпендикулярно электрическому полю. Интенсивность излучения, наблюдаемого с линии наблюдения через электрооптический затвор, имеющий поляризацию e_2 (I_{e_2}), складывается из интенсивности излучения π - компоненты (I_π) и

интенсивности излучения σ - компоненты (I_σ), как
$$I_{e_2} = I_\pi \cdot \cos^2(\Theta) + \frac{1}{2} \cdot I_\sigma \cdot \sin^2(\Theta)$$

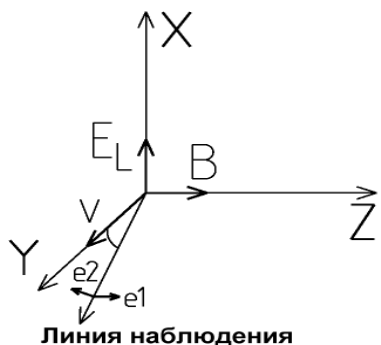


Рис. 3. Геометрия эксперимента.

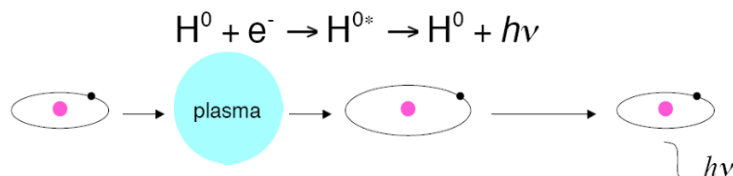


Рис. 4. Излучение атома при столкновениях с частицами плазмы.

2.2. Численная модель

Для моделирования измеряемого в ходе эксперимента спектра, используется программа расчета распределения интенсивности переходов в мультиплете H_α , учитывающая эффект Штарка, эффект Зеемана, спин- орбитальное взаимодействие и Лэмбовский сдвиг уровней. На рисунке 5 приведен расчет спектра для энергии пучка 40 кэВ, поля 0.2 Т и угла наблюдения $\Theta = 45^\circ$. Сплошной кривой на рисунке обозначена модель экспериментального спектра при учете конечного уширения отдельных линий, а вертикальными линиями обозначены линии отдельных переходов, амплитуды которых соответствуют интенсивностям отдельных переходов между уровнями $n=3$ и $n=2$.

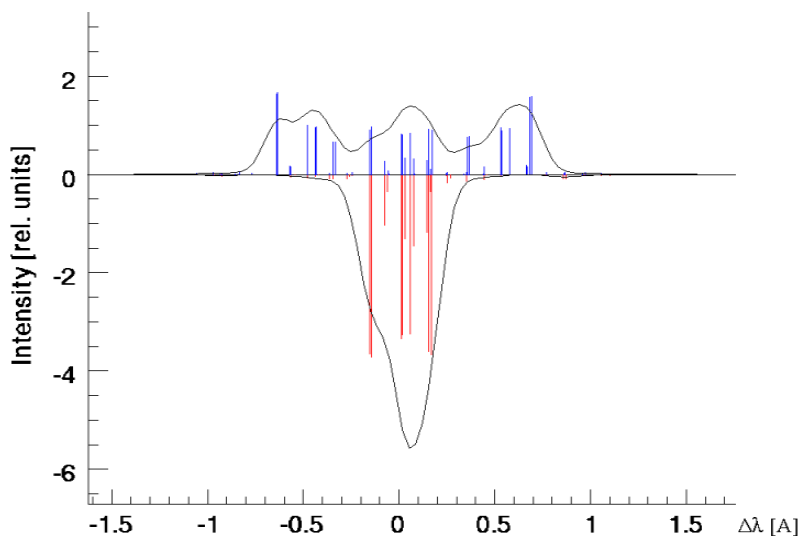


Рис. 5. Расчет спектра для энергии пучка 40 кэВ, поля 0.2 Т и $\Theta = 45^\circ$.

2.3. Описание диагностики

На рис. 6 Представлена схема диагностики для общих условий эксперимента в точке установки ГДЛ, где пробочное соотношение равно 2 (точка остановки быстрых ионов). Диагностика состоит из диагностического инжектора, набора ВЭД (вторично-эмиссионных датчиков), служащих для измерения пространственного профиля плотности тока пучка, оптической системы и системы регистрации.

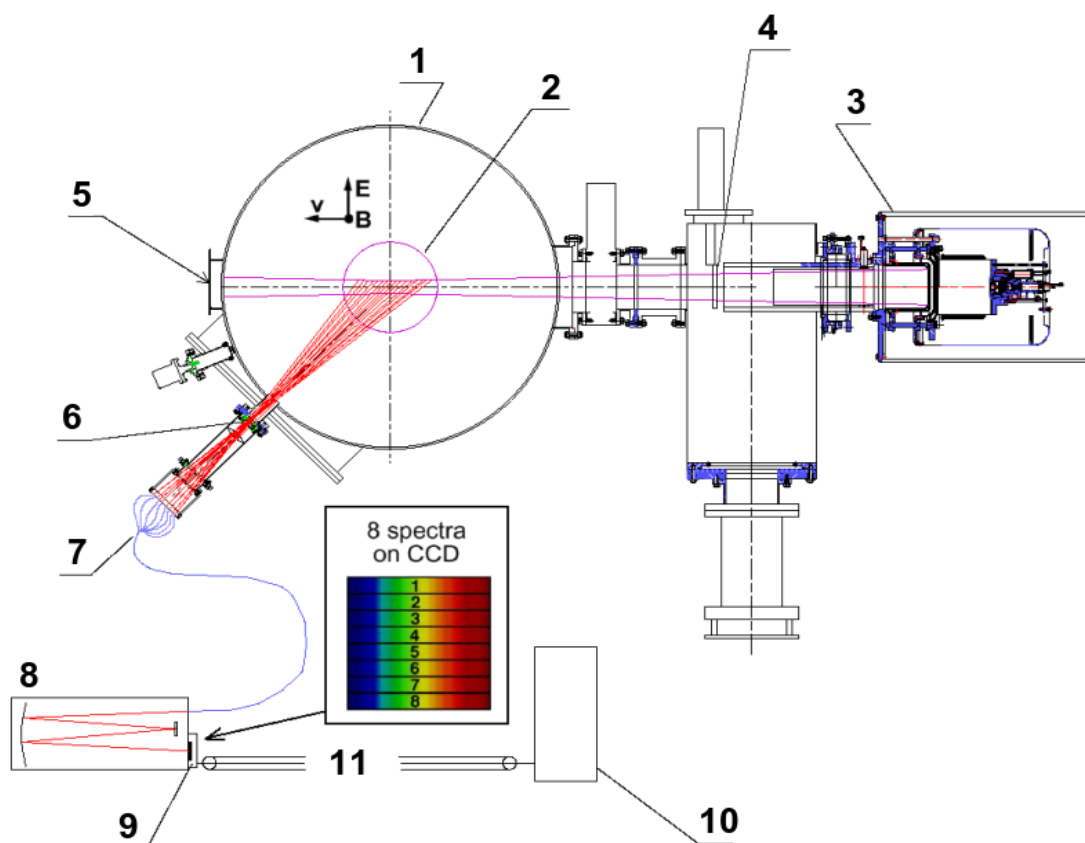


Рис. 6. Схема MSE диагностики на ГДЛ. 1- вакуумная камера ГДЛ, 2- плазма, 3- диагностический инжектор, 4- измеритель профиля пучка, 5- приемник пучка, 6- Оптический FLC затвор, 7- набор из 8 световодов, 8- спектрометр, 9- CCD- детектор, 10- ПК для регистрации спектров, 11- линия связи CCD матрицы с ПК.

2.4. Диагностический инжектор

В качестве источника нейтральных атомов используется диагностический инжектор RFX- DNBI [12]. Схема инжектора показана на рис. 7. Диагностический инжектор нейтральных атомов RFX-DNBI был спроектирован и изготовлен для решения диагностических задач на установке RFX, где инжектор использовался для измерения ионной температуры при помощи перезарядной рекомбинационной спектроскопии (Charge- exchange recombination spectroscopy) и измерения магнитного поля на основе метода динамического эффекта Штарка. Основные параметры инжектора: энергия атомов

50 кэВ, эквивалентный ток пучка 5А. Источником ионов служит дуговой генератор плазмы. Формирование пучка происходит в многоапертурной четырёхэлектродной ионно-оптической системе (ИОС) с радиусом кривизны около 2 м. Первая сетка контактирует с плазмой и предназначена для формирования эмиттера ионов. Вторая – вытягивающая, третья- ускоряющая. На четвертую подается отрицательное смещение для предотвращения попаданию электронов извне в ионно- оптическую систему. Метало-керамический узел пристыковывается к инжекторному тракту с перезарядной камерой. Система питания работает в импульсном режиме.

Инжектор имеет геометрическую фокусировку пучка. Геометрическая фокусировка пучка позволяет увеличить плотность тока пучка, а значит, увеличить сигнал от пучка в измеряемом спектре.

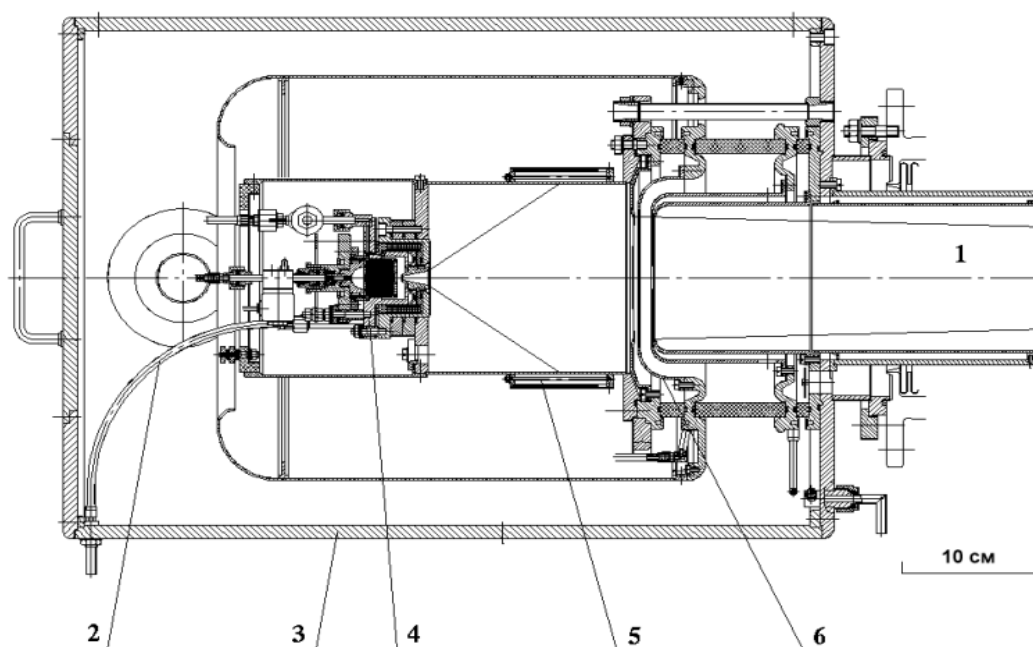


Рис. 7. Схема инжектора RFX- DNBI. 1- ионный источник, 2- охлаждение, 3- магнитный экран, 4- дуговой источник плазмы, 5- постоянные магниты, 6- ионно- оптическая система.

В данный момент производятся пуско- наладочные работы нового диагностического инжектора RFX- DNBI, и в качестве источника нейтральных атомов может использоваться спроектированный и изготовленный для решения диагностических задач на установке ГДЛ диагностический инжектор ДИНА-5М [7]. Ниже, в таблице 2 приведены основные параметры диагностических инжекторов RFX- DNBI и ДИНА-5М.

Таблица 2. Параметры диагностических инжекторов.

	RFX-DNBI	ДИНА-5М
Диаметр фокусирующей ИОС	110 мм	80 мм
Энергия инъекции	50 кэВ	40 кэВ
Ток пучка	5 экв. ампер	4,5 экв. ампер
Радиус пучка в фокусе, см	2	2
Содержание атомов с полной энергией инъекции, %	≈87	≈97
Длительность пучка	1 мс	200 μс
Плотность тока пучка	> 0,25 А/см ²	0,25 А/см ²

В качестве рабочего газа используется водород. Выбор газа обусловлен его атомарным весом, так как тяжелые элементы сильно ухудшают параметры плазмы и тем фактом, что для водорода расщепление по Штарку прямо пропорционально полю, что упрощает эксперимент.

Одной из важнейших характеристик пучка, используемого в данной диагностике является профиль плотности тока. Измерение этой характеристики необходимо для «тренировки» и оптимизации пучка, то есть получения максимальной плотности тока и минимального углового разброса пучка. Измеритель профиля пучка представляет собой набор из девяти вторично- эмиссионных датчиков на подвижке (см. рис. 6). Приемник пучка находящийся с противоположной стороны вакуумной камеры служит для измерения его ослабления.

На рис. 8 изображен принцип работы вторично- эмиссионного датчика. Атом попадает через коллиматор на детектор, эмитирует поток электронов и в цепи протекает ток, разряжающий ёмкость. Сигнал попадает на регистратор (АЦП) с сопротивления $R_{изм}$.

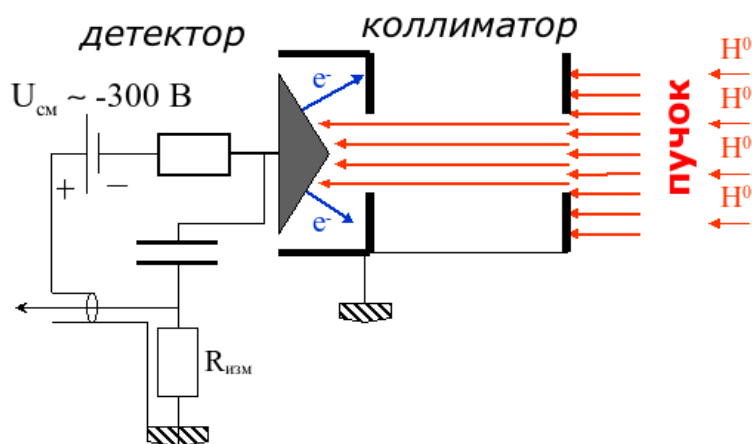


Рис. 8. Принцип работы вторично- эмиссионного датчика.

Детектор находится под отрицательным потенциалом, а коллиматор под земленным для избежания обратного электронного потока на детектор.

2.5. Оптическая система

Оптическая система диагностики состоит из набора световодов, собирающих излучение в нескольких пространственных точках под углом наблюдения 45° по отношению к направлению скорости пучка (см. рис. 6).

Далее свет попадает на электрооптический затвор. На внешних поверхностях затвора нанесены поляризаторы, ориентированные перпендикулярно относительно друг друга. Между поляризаторами находится вещество на основе жидкого кристалла специального типа и представляющее собой поляризатор. В закрытом состоянии вектор его поляризации коллинеарен вектору поляризации одного из внешних поляризаторов, соответственно перпендикулярен вектору поляризации другого, а значит излучение через него не проходит. В открытом состоянии вещество FLC (Ferroelectric Liquid Crystal) вращает направление поляризации излучения на 45 градусов по отношению к обоим внешним поляризаторам, соответственно появляется компонента излучения, проходящая через затвор. Таким образом затвор выполняет роль элемента оптической системы, выделяющего компоненту излучения с определенным направлением поляризации и регистрирующего излучение в определенный промежуток времени (во время излучения водородного пучка).

Далее излучение, проходя по 8ми световодам, попадает на вход спектрометра. На входную щель спектрометра смонтирован выходной узел сборки из 8ми световодов, имеющий вид вертикальной полосы, разделенной на 8 отрезков по высоте, каждый из отрезков соответствует отдельному каналу оптической системы. Таким образом излучение с разных каналов разделено в спектрометре по высоте.

Для регистрации излучения используется монохроматор «Jarell Ash» типа Cherny-Terner (Схемы Черни- Тёрнера). Схема устройства монохроматора приведена на рис. 9. Ниже в таблице 3 приведены основные характеристики монохроматора.

Таблица 3. Основные характеристики монохроматора

Фокусное расстояние, мм	Решетка, штр./мм	Дисперсия, Å/мм	Входная щель, μm	Спектральное разрешение, Å
500	1800	9	25	0,25

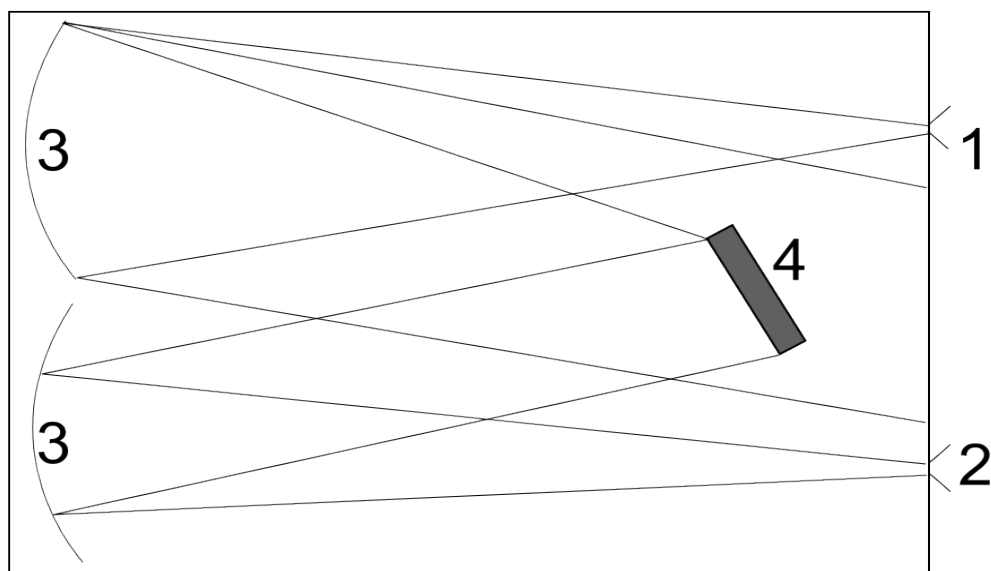


Рис. 9. Монохроматор схемы Черни- Тёрнера. 1-входная щель, 2 – выходная щель, 3 – сферическое зеркало, 4 – дисперсионная решетка. Пунктирами изображен ход лучей внутри монохроматора.

На выходе спектрометра стоит регистрирующее устройство на основе CCD матрицы имеющее 1024x1024 ячейки. Регистрирующее устройство передает изображение в ПК для дальнейшей обработки и визуализации. Изображение формируется матрицей в режиме группировки на 8 полос по высоте, в соответствии с расположением в спектрометре сигналов с различных каналов.

Пространственное разрешение определяется диаметром диагностического пучка ≈ 4 см (ДИНА-5М), временное разрешение определяется скоростью срабатывания электрооптического затвора (100 μ s). Спектральное разрешение в эксперименте определяется уширением линий излучения диагностического пучка.

2.6. Особенности диагностики

Для обработки экспериментальных данных используется вписывание в измеренный спектр теоретической функции. При этом варьируются три параметра: амплитуда, ширина линии, расщепление. Моделирование профиля спектра позволяет увеличить точность, по сравнению с измерением расщепления в спектре (измерение разности длин волн по пикам спектра).

Основная задача спектроскопического прибора – разложение спектра излучения на линии спектра. Образованные спектральным прибором линии соответствующие монохроматическому излучению, всегда имеют конечную ширину. Это связано со следующими обстоятельствами: 1) спектральная линия является изображением входной

щели, которая в спектральном приборе всегда имеет конечную ширину; 2) дифракционные явления в приборе уширяют геометрическое изображение; 3) aberrации и дефекты оптической системы приводят к дальнейшему искажению изображения. Вследствие чего, спектральный прибор, регистрируя монохроматическое излучение, записывает некоторый контур конечной ширины. Каждому элементу этого контура соответствует сигнал $d\Phi = \Phi f(\lambda) d\lambda$, где Φ – интегральный сигнал, соответствующий полному регистрируемому потоку. Функция $f(\lambda)$ определяется свойствами спектрального прибора и называется аппаратной функцией.

Учитывая особенности диагностики и уширение спектральных линий прибором, возникает ряд факторов, приводящих к уширению наблюдаемых линий спектра:

-Аппаратная функция прибора.

-Угловой разброс в пучке ($\Delta\Theta \sim 2,5^\circ$). Влияет вследствие того, что сдвиг пучка пропорционален косинусу угла наблюдения $\Delta\lambda = -\lambda_0(v/c)\cos\Theta$, а значит частицы летящие под разным углом будут давать спектр сдвинутый на разный диапазон.

-Энергетический разброс в пучке. Влияет вследствие того, что сдвиг пучка пропорционален скорости частиц пучка.

-Конечный телесный угол наблюдения (сбора света).

Поскольку в процедуру моделирования входит несколько параметров, теоретический расчет и суммирование которых представляет собой сложную задачу, вытекает задача определить уширение $\delta\lambda$ экспериментально, а не теоретически. Также использование измеренного $\delta\lambda$ (вместо его вычисления) уменьшает число параметров вписывания и увеличивает точность.

2.7. Калибровка спектральной дисперсии

Благодаря тому, что в регистрируемом диапазоне длин волн видны линии H_α и CII, имеется удобная возможность калибровать шкалу длин волн в каждом измерении. По известному сигналу калибруется шкала линий спектра по длинам волн. На рисунке 10 представлен спектр излучения плазмы полученный в ходе эксперимента на установке ГДЛ, на котором видна яркая линия $H_\alpha = 6562,8 \text{ \AA}$, и две линии CII ($CII = 6578,05 \text{ \AA}$). Данный сигнал был взят в качестве калибровочного сигнала.

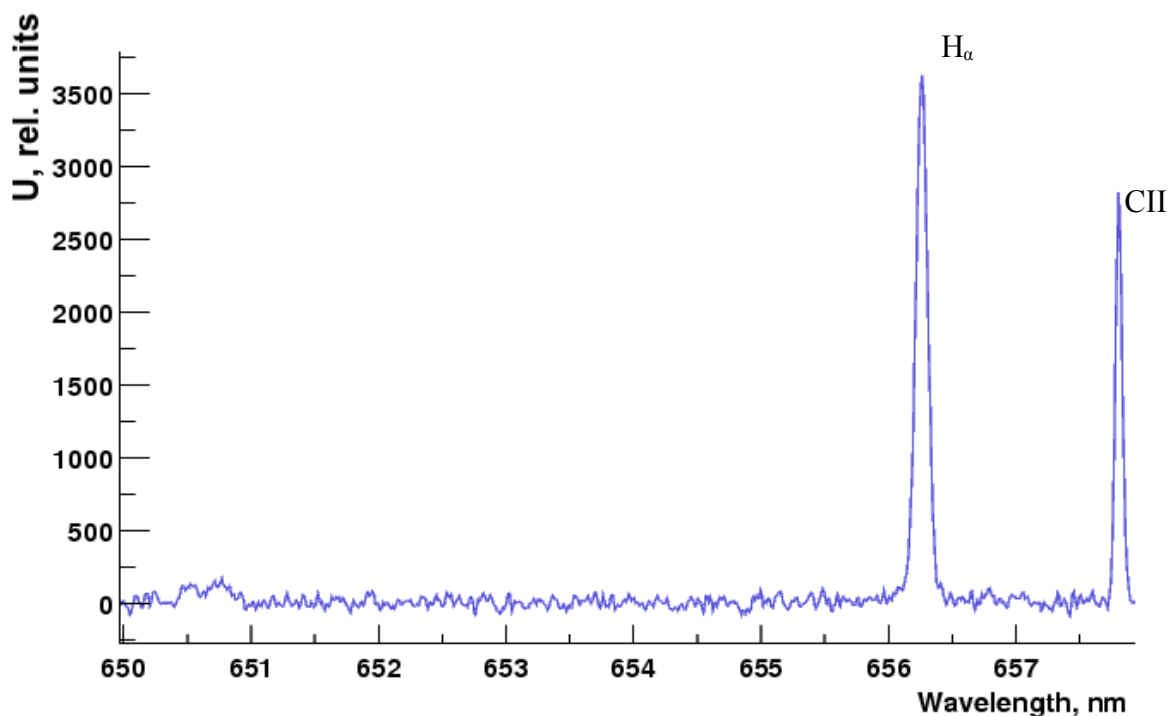


Рис. 10. Спектр излучения плазмы полученный в ходе эксперимента на установке ГДЛ, на котором видна яркая линия $H_{\alpha}=6562,8 \text{ \AA}$, и линия $CII = 6578,05 \text{ \AA}$.

Далее, для измерений в центральной части ($R=2$), производится измерение уширения спектральных линий прибором и диагностикой в целом ($\delta\lambda$), используемого при обработки экспериментальных данных. Данное уширение является суммой всевозможных возникающих в ходе эксперимента уширений. Параметр уширения линии является важным параметром при обработке данных, получаемых данной диагностикой.

Для измерения уширения проводится эксперимент, в ходе которого в камеру инжектируется пучок и в область измерения через клапан напускается газ. Регистрируется излучение, возникающее при столкновении атомов пучка с частицами газового облака.

На рисунке 11 приведен сигнал, полученный в ходе данного эксперимента. По сигналу видно две основных линии излучения: справа – излучение атомов газовой мишени, слева – излучение пучка водорода.

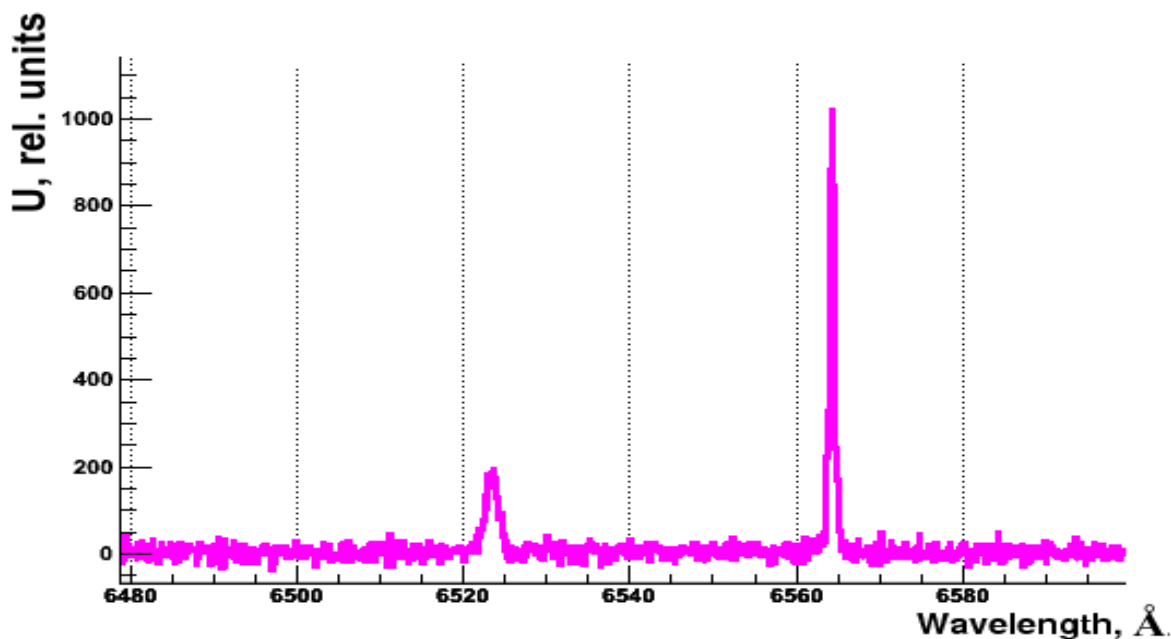


Рис. 11. Спектр излучения водородного пучка при инжекции в газ (водород). Слева — излучение пучка водорода, справа – излучение H_{α} фонового газа.

2.8. Развитие диагностического комплекса

Существующая техника позволяет производить измерения при помощи восьмиканальной системы регистрации и диагностического инжектора ДИНА-5М.

Задачи эксперимента требуют возможности проведения параллельных измерений в нескольких точках установки. Параллельные измерения в центре установки ($R=1$) и точке остановки горячих ионов ($R=2$) или в центральной части и в компактном пробкотроне с перпендикулярной инжекцией позволят получить более полное представление о магнитном поле и β . Для реализации этих задач существует необходимость создания второго диагностического комплекса. Основой нового диагностического комплекса является монохроматор МДР-23.

2.9. Эксперимент с компактным пробкотроном

На рисунке 12 представлена геометрия диагностического эксперимента по измерению магнитного поля и β на основе метода динамического эффекта Штарка в эксперименте с компактным пробкотроном. Особенностью данного эксперимента является наблюдение динамического эффекта Штарка на пучках, служащих источниками анизотропной плазмы. При этом пространственное разрешение отличается от соответствующего параметра измерений в центральной ячейке ($R=2$). Оно определяется

характерным радиусом плазмы ($r_{pl} \approx 3$ см), радиусом пучков ($r_{NB1} = 3,8$ см, $r_{NB2} = 4,5$ см) и углом наблюдения оптической системы ($\theta = 40^\circ$, по отношению ко встречному пучку).

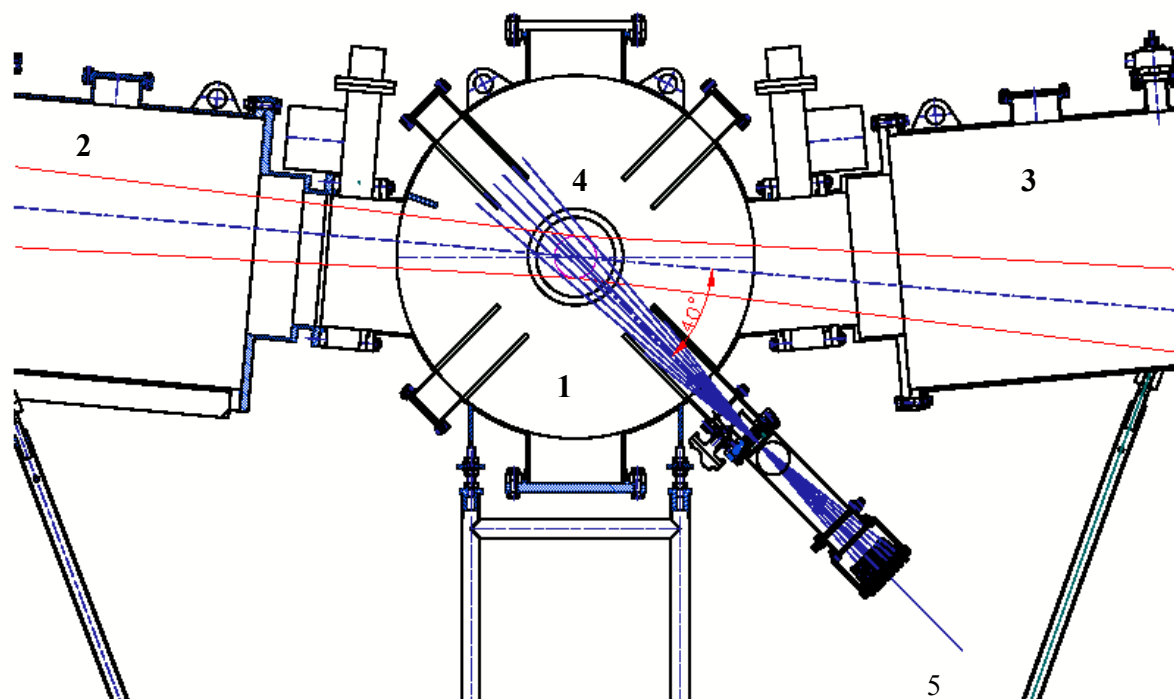


Рис. 12. Геометрия измерений в эксперименте с компактным пробкотроном. 1- вакуумная камера компактного пробкотрона, 2,3- нагревные инжекторы (NB1 и NB2 соответственно), 4- плазма, 5- оптическая система.

Основной сложностью данного эксперимента является обработка полученных в ходе эксперимента данных. На рисунке 17 приведен сигнал, полученный в ходе эксперимента. Сигналы пучков (1.2) смещены в разные области длин волн. Кроме линии H_α и сигналов пучков, на рисунке видны линии излучения примесей $СII(6578,05 \text{ \AA}, 6582,88 \text{ \AA})$, расщепленные в магнитном поле вследствие эффекта Зеемана. Также хорошо видны сигналы, создаваемые частицами пучка имеющими половинную энергию пучка (наличие частиц половинной энергии и частиц с третью энергии обуславливается наличием молекулярных ионов H_2^+ и H_3^+ в создаваемой дуговым источником плазме). На спектр излучения пучка NB1 (спектр излучения смещен в область больших длин волн по отношению к линии H_α , по геометрии пучок сонаправлен с направлением наблюдения) накладывается линия излучения примесей $СII(6582,88 \text{ \AA})$ и сигналы от частиц с половинной энергией, поэтому его обработка программой вписывания мультиплета расщепления не представляется возможной. На спектр излучения пучка NB2 (спектр

излучения смещен в область меньших длин волн по отношению к линии , по геометрии пучок направлен навстречу линии наблюдения) накладывается левый фронт линии излучения частиц с половинной энергией, что вносит погрешности во вписывание мультиплета расщепления, но позволяет это делать.

Еще одним методом получения информации о магнитном поле в компактном пробкотроне является анализ расщепления несмещенной линии H_α по эффекту Зеемана.

Зееман- эффект описывает расщепление спектральной линии на несколько компонент под влиянием внешнего магнитного поля B [10]. Расщепление пропорционально полю ($\Delta\lambda \propto |B|$).

Аналогично методу обработки спектров Штарковского расщепления уровней, в данном случае обработка спектров производится вписыванием теоретической функции. На рисунках 13 и 14 изображены расчетные спектры для перехода H_α расщепленного по эффекту Зеемана в поле 2,25 Т, с учетом тонкой структуры и без (только три отдельных перехода) соответственно. Отдельными линиями обозначены отдельные переходы, сплошной линией – расчет модельного спектра с учетом уширения отдельных линий. Из рисунков видно, что эффекты тонкой структуры составляют около 10% от интервалов расщепления по эффекту Зеемана. Таким образом, учёт тонкой структуры при моделировании расщепления линии H_α в магнитном поле по эффекту Зеемана позволяет увеличить точность измерений.

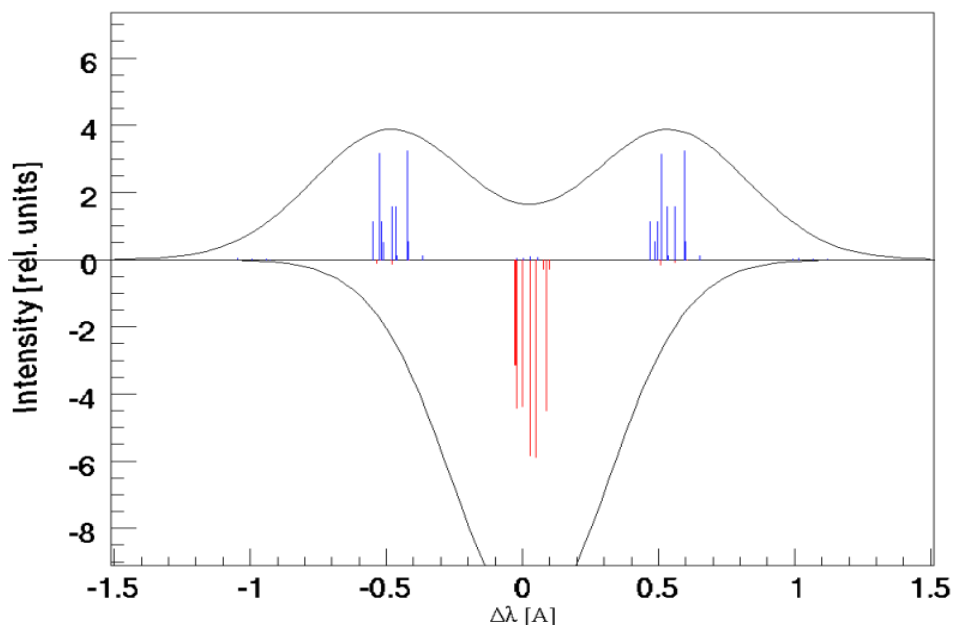


Рис. 13. Расчет спектра для поля 2,25 Т с учетом тонкой структуры.

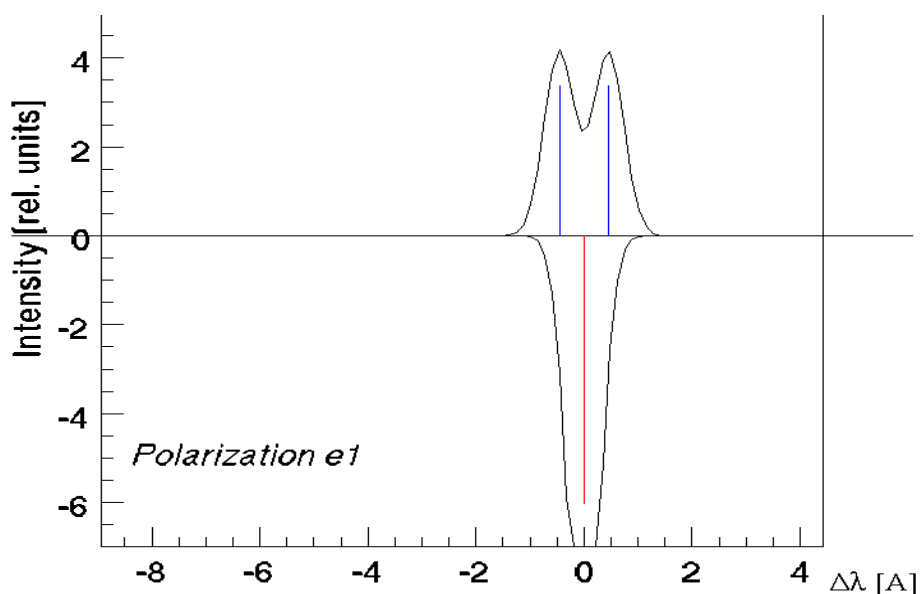


Рис. 14. Расчет спектра для поля 2,25 Т без учета тонкой структуры.

3. Результаты

В рамках экспериментов с компактным пробкотроном были проведены измерения магнитного поля и B в текущем эксперименте.

По известному сигналу была откалибрована шкала линий спектра по длинам волн. На рисунке 15 представлен спектр излучения плазмы полученный в ходе эксперимента с компактным пробкотроном, на котором видна яркая линия $H_\alpha=6562,8 \text{ \AA}$, и две линии СII (длина волны левой из них $6578,05 \text{ \AA}$) все линии расщеплены в магнитном поле, поэтому калибровка проводилась по серединам спектров расщепленных линий. Данный сигнал был взят в качестве калибровочного сигнала.

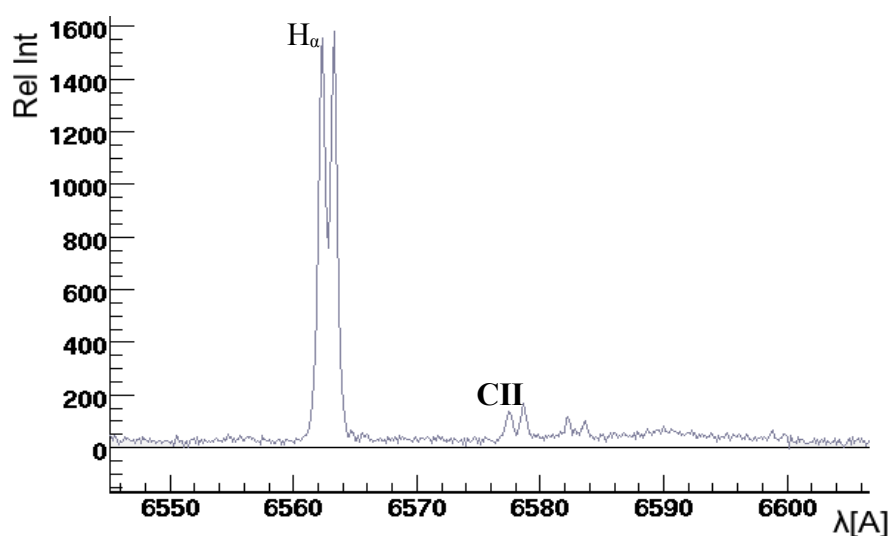


Рис. 15. Сигнал, используемый для калибровки диагностики.

Слева видна линия перехода $H_\alpha=6562,8 \text{ \AA}$, справа — две линии перехода СII, длина волны левой из них $6578,05 \text{ \AA}$

Различные факторы, вносящие вклад в наблюдаемое уширение линий излучения пучка (δE , $\delta\Theta$, аппаратная функция прибора), известны с хорошей точностью. Таким образом, результирующее уширение $\delta\lambda$ может быть вычислено. Однако, эта величина может быть с большой точностью непосредственно измерена в специальном эксперименте. Для этого в вакуумную камеру напускался водород при давлении таком, что параметры пучков еще не начинают меняться, а при инжекции пучка регистрируемый сигнал имеет достаточную амплитуду.

На рисунке 16 приведен сигнал, полученный в ходе данного эксперимента. По сигналу видно три основных линии излучения: справа – излучение пучка NB1, слева – излучение пучка NB2, посередине – линия перехода H_α , также видны линии спектров частиц пучков с половинной энергией ($E_1/2$, $E_2/2$) и третью полной энергии инжекции ($E_1/3$, $E_2/3$).

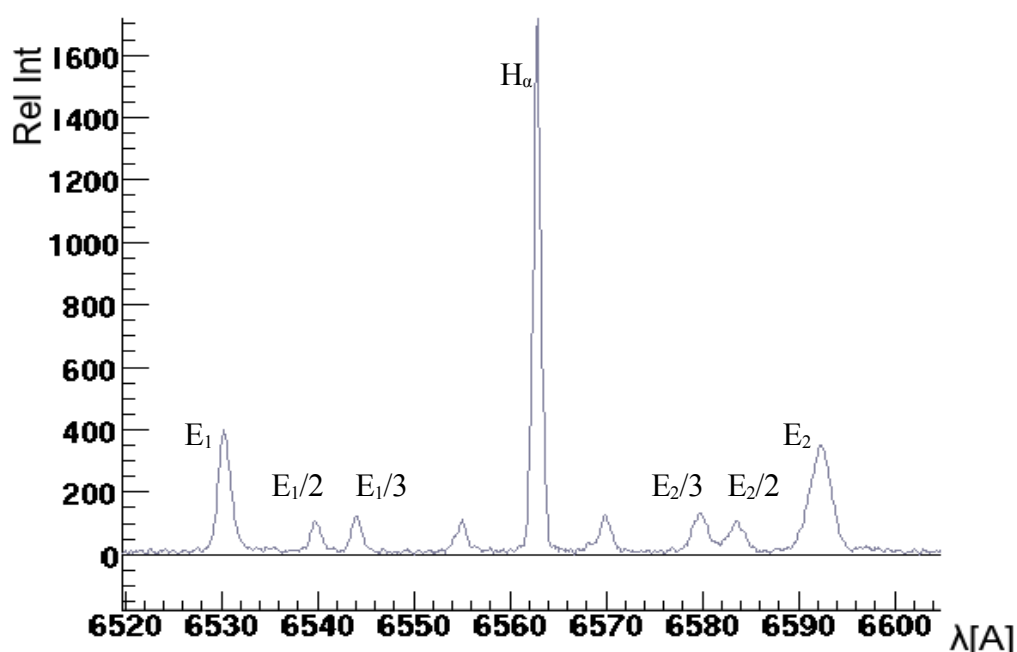
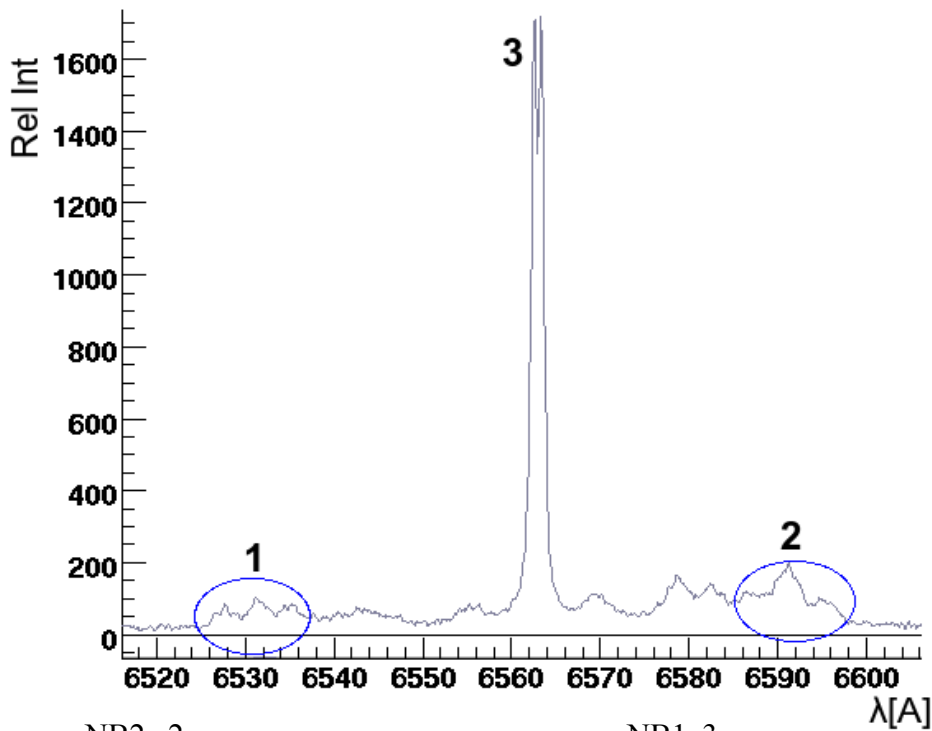


Рис. 16. Сигнал, полученный в ходе эксперимента по измерению уширения.

По данному сигналу было определено уширение линии излучения пучка NB2, используемое при вписывании Штарковского мультиплета в экспериментальный спектр.

На рисунке 17 представлен сигнал, полученный в ходе эксперимента по измерению магнитного поля в компактном пробкотроне. На рисунке видны основные линии, используемые для получения информации о магнитном поле, Расщепленные по эффекту Штарка линии пучков NB1 (справа) и NB2 (слева), а также расщепленная по эффекту Зеемана линия H_α .



пучка NB2 , 2- спектр сонаправленного пучка NB1, 3- несмещенная линия H_{α} , расщепленная по эффекту Зеемана в магнитном поле .

Далее были произведены вычисления магнитного поля методом анализа Штарковского расщепления линии пучка NB2. На рисунке 18 приведена часть спектра, полученного в ходе эксперимента, соответствующая линии пучка NB2, и вписанный в спектр мультиплет расщепления Штарка. Также на рисунке виден спектр излучения частиц пучка имеющих половинную энергию, накладывающийся на экспериментальный спектр, что влияет на погрешность измерений при вписывании.

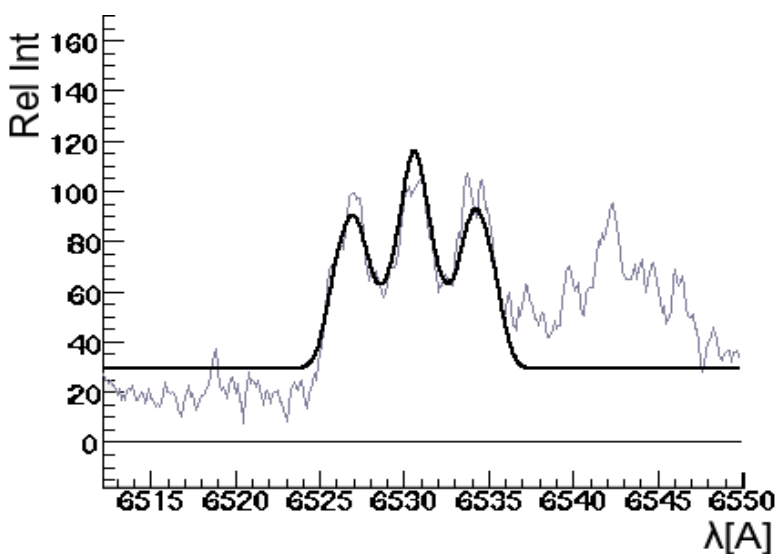


Рис. 18. Штарковский мультиплет, вписанный в экспериментальный спектр.

На рисунке 19 приведен профиль магнитного поля с плазмой и без, с отмеченными на нём погрешностями измерений, полученный в ходе эксперимента. Для измерения магнитного поля без плазмы производились выстрелы с напуском газа и инъекцией пучков в камеру компактного пробкотрона. Измерение магнитного поля с плазмой производились в режиме натекания плазмы из центральной части через пробку компактного пробкотрона и инъекции пучков.

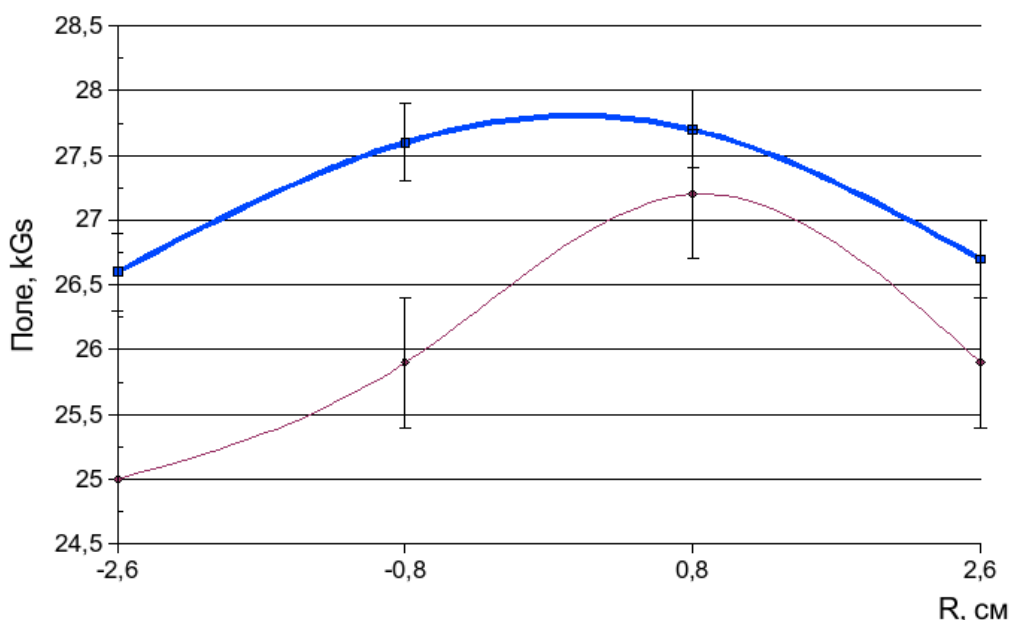


Рис. 19. Профиль магнитного поля с плазмой (толстая линия) и без (тонкая линия), полученный в ходе эксперимента.

Из рисунка видно, что магнитное поле с плазмой больше, чем магнитное поле без плазмы и ближе к периферии разница увеличивается, что противоречит ожидаемому результату. Причиной расхождения экспериментальных данных с теоретическим предсказанием являются условия эксперимента.

На рисунке 20 представлен профиль распределения плотности в компактном пробкотроне. Из рисунка видно, что характерный радиус плазмы в пробкотроне ≈ 3 см. В эксперименте по измерению магнитного поля с плазмой, основную долю излучения, попадающую на световоды, составляет излучение из области пересечения пучка и истекающей из основной части установки плазмы и эта область мала по сравнению с полной длиной хорды излучения, попадающей на световод. При измерении магнитного поля без плазмы, сбор излучения световодом происходит по всей области, заполненной газом и попадающей в телесный угол обзора световода, т.е. по всей длине хорды излучения, попадающей на световод. Также, следует отметить, что значение магнитного поля в компактном пробкотроне значительно изменяется ближе к периферии, что влияет на увеличение разницы между магнитным полем с плазмой и без в данных условиях

эксперимента.

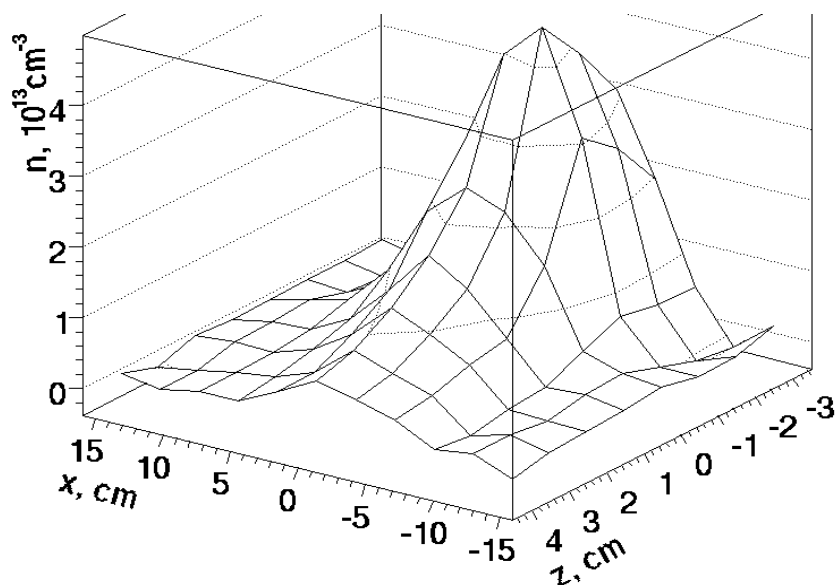


Рис. 20. Профиль распределения плотности в компактном пробкотроне.

В связи с данными условиями эксперимента был выбран другой способ измерения магнитного поля. Измерения производились методом анализа расщепления по эффекту Зеемана несмещенной линии H_{α} . На рисунке 21 приведена часть спектра, полученного в ходе эксперимента, соответствующая линии H_{α} , и вписанный модельный спектр.

Для измерения магнитного поля без плазмы, проводились выстрелы с напуском плазмы из основной части установки без инъекции нагревных пучков в камеру компактного пробкотрона, таким образом расщепление излучения линии H_{α} соответствовало магнитному полю без плазмы. Измерение магнитного поля с плазмой производились в режиме натекания плазмы из центральной части через пробку компактного пробкотрона и инъекции пучков.

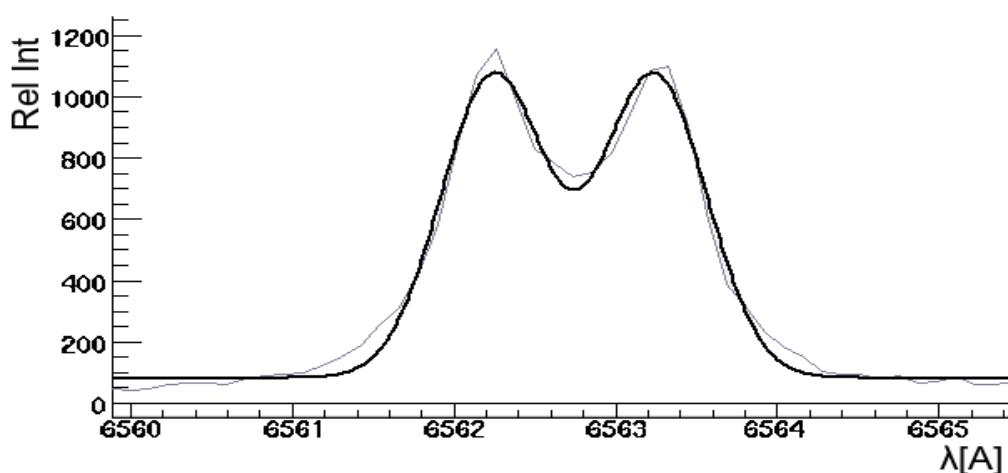


Рис. 21. Модельный спектр излучения, вписанный в экспериментальный спектр расщепленной по эффекту Зеемана линии H_{α} .

Кроме того, анализ расщепления несмещенной линии H_{α} позволяет получить значения магнитного поля в большем количестве пространственных точек из-за высокого отношения сигнала к шуму (S/N), чего из-за слабого отношения сигнала к шуму не позволяет сделать анализ Штарковского расщепления линии пучка NB2.

На рисунке 19 приведен профиль магнитного поля с плазмой и без, с отмеченными на нём погрешностями измерений, полученный в ходе эксперимента по измерению магнитного поля методом анализа расщепления по эффекту Зеемана несмещенной линии H_{α} .

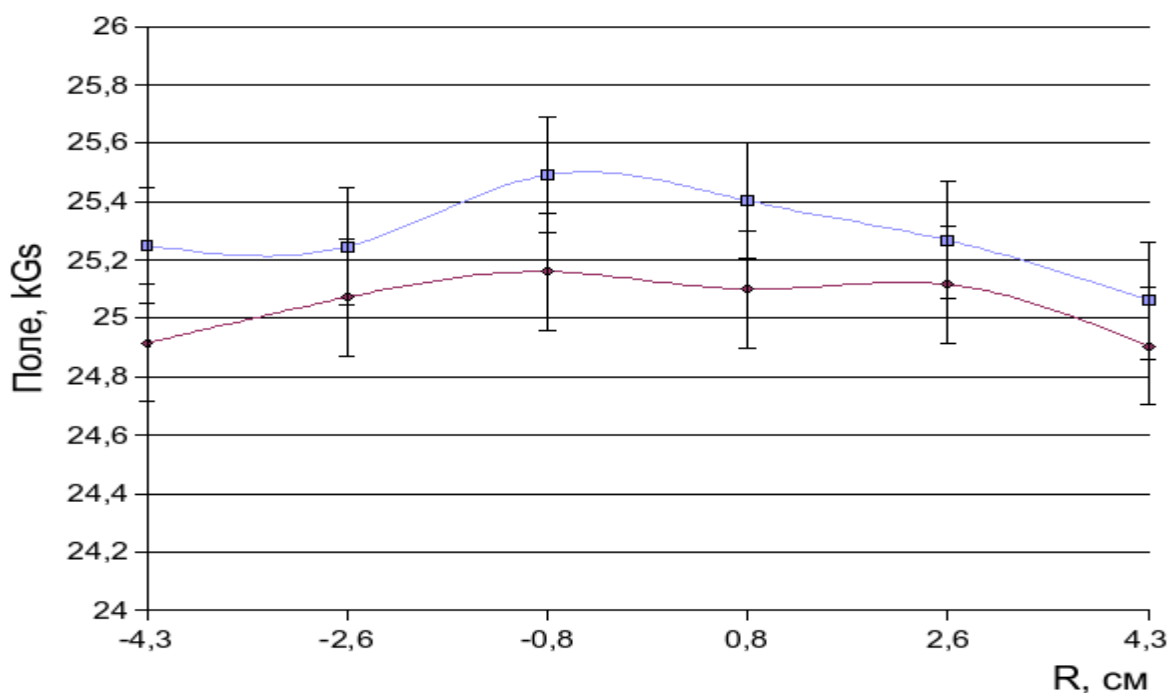


Рис. 22. Профиль магнитного поля с плазмой (точки отмечены ромбами) и без (точки отмечены квадратами), полученный в ходе эксперимента.

Из рисунка видно, что значение магнитного поля без плазмы выше, чем соответствующие значения с плазмой. Данный результат с учетом погрешностей, позволяет построить картину диамагнитного ослабления магнитного поля плазмой.

На рисунке 23 приведен профиль ослабления магнитного поля плазмой ($\Delta B/B$) в компактном пробкотроне, полученный в ходе эксперимента по измерению магнитного поля.

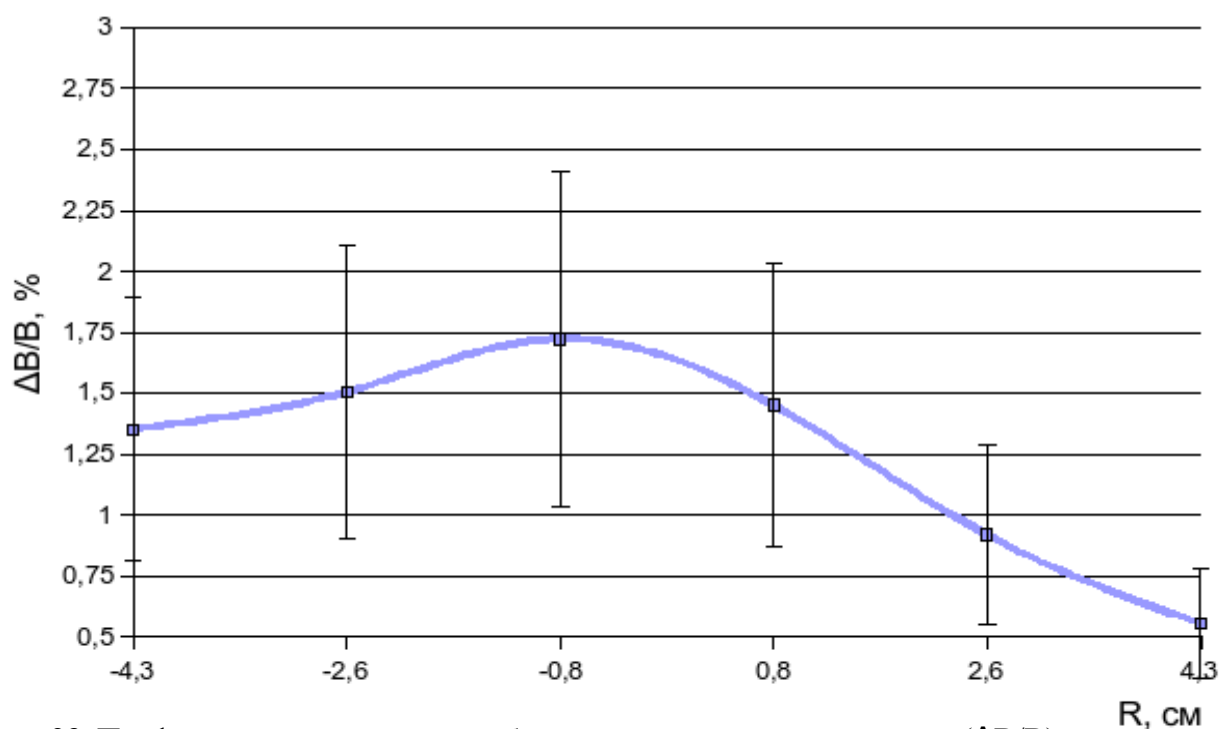


Рис. 23. Профиль диамагнитного ослабления магнитного поля плазмой ($\Delta B/B$) в компактном пробкотроне, полученный в ходе эксперимента по измерению магнитного поля.

4. Заключение

- Подробно описана пучково- спектроскопическая диагностика для измерения магнитного поля и B в газодинамической ловушке на основе динамического эффекта Штарка.
- Двумя методами (методом анализа Штарковского расщепления линии излучения пучка NB2 и методом анализа расщепления по эффекту Зеемана линии H_α мишенной плазмы), произведено измерение профиля магнитного поля и его диамагнитного ослабления плазмой в эксперименте с компактным пробкотроном.

5. Список литературы

1. V. Mirnov and D. Ryutov, *Sov. Tech. Phys. Lett.* 5, 279 (1979).
2. V. Mirnov and D. Ryutov, *Vopr. At. Nauk. Tekh. Termoyadernyj Sintez* 1, 57 (1980).
3. А.В.Аникеев, П.А.Багрянский, А.А.Иванов, А.Н.Карпушов, В.В.Максимов, С.В.Мурахтин, «Ионно-горячая плазма с высоким энергосодержанием в газодинамической ловушке» *Физика Плазмы*, Том 25, №6, стр. 499-509 (1999).
4. I. Kotel'nikov, V. Mirnov, V. Nagornyj, and D. Ryutov, in *Proceedings of the Tenth International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Vol. II, p. 309 (IAEA, Vienna, 1985).
5. P.A. Bagryansky, P.P. Deichuli, et. al., “Measurements of the radial profile of magnetic field in the Gas-Dynamic Trap using a motional Stark effect diagnostic”, *Rev. of Sci. Instrum.* 74, No. 3, 1592 (2003).
6. Ландау т. 3, стр. 338
7. D. Den Hartog, G. Fiksel, V. Davydenko, A. Ivanov, and V. Mishagin, *Rev. Sci. Instrum.* 70, 869 (1999).
8. Methode zur gleichzeitigen Zerlegung einer Linie durch das elektrische und das magnetische Feld. (Sonderabdruck aus 'Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.', Jg. XVI, Nr. 7). Braunschweig, 1914.
9. Солдаткина Е. И., Багрянский П. А., Соломахин А. Л. Влияние радиального профиля электрического потенциала на удержание двухкомпонентной плазмы высоким β в газодинамической ловушке // *Физика плазмы* – апрель 2008 г. - Том 34 – С. 291- 296.
10. Методы исследования плазмы. (Спектроскопия, лазеры, зонды. Под редакцией Лохте- Хольтгревена). Издательство «Мир», Москва 1971 г. С. 446- 450.
11. R.N. Dexter, D.W. Kerst, et. al., *Fusion Technology*, 19, 131 (1991).
12. П.П.Дейчули, С.А.Корепанов и др., “Инжектор атомов водорода для активной штарковской спектроскопии плазмы”, препринт ИЯФ СО РАН #2003-37 (2003).