

ПРАВИТЕЛЬСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»  
(СПбГУ)

Кафедра общей физики - 1

Направление «Прикладные математика и физика»



**ИССЛЕДОВАНИЕ КЮВЕТ С АНТИРЕЛАКСАЦИОННЫМ ПОКРЫТИЕМ И  
ПАРАМИ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ**

Бакалаврская работа студента:

**Фомина Алексея Андреевича**

Научный руководитель:

**к. ф.-м. н., доц. Балабас. М. В.**

Рецензент:

**к. ф.-м. н., доц. Немнюгин С. А.**

Санкт-Петербург

2017

## Оглавление

Введение.....	3 стр.
Описание кюветы.....	5 стр.
Взаимодействие атомов щелочных металлов с покрытием.....	8 стр.
Оптическая накачка.....	10 стр.
Описание метода.....	12 стр.
Описание эксперимента.....	18 стр.
Результаты измерений.....	27 стр.
Заключение.....	34 стр.
Литература.....	35 стр.

## Введение.

Моя работа связана с исследованиями, направленными на создание долгоживущих квантовых состояний паров атомов щелочных металлов в кювете с антирелаксационным покрытием на стенках. Кювета представляет собой вакуумированную сферическую стеклянную ячейку, называемую рабочим объемом, с отростком, в который помещена капля щелочного металла. Конкретно в данной работе исследуется ориентация их спинов или, как ее еще называют, спиновая поляризация.

Для того, чтобы сохранить поляризацию спина щелочных атомов в кювете, необходимо сделать так, чтобы щелочные атомы не сталкивались с ее стеклянными стенками, так как взаимодействие атома щелочного металла с такой стенкой ведет к полной потере ориентации. Поэтому время релаксации в кювете, содержащей только лишь пары атомов щелочных металлов, равняется среднему времени пролета атома между стенками кюветы. Для того, чтобы состояние жило дольше этого среднего времени, нужно вносить изменения в ее конструкцию.

На данный момент существует два подхода к решению данной проблемы. Первый подход состоит в том, чтобы заполнить внутренний объем кюветы, в котором находятся пары щелочных металлов, инертным буферным газом с давлением от единиц до сотен Торр, столкновения с которым не будут разрушать спиновую поляризацию. Такой газ обладает обычно малым сечением столкновения с потерей ориентации. Таким образом, увеличивается время пролета – диффузии - атома щелочного металла между стенками.

У данного подхода есть свои плюсы такие как: технологическая простота изготовления и идентичность характеристик у одинаково изготовленных кювет. Также для такой кюветы не предъявляется повышенных требований к чистоте внутренней поверхности стенки. Однако у данного подхода есть и минусы. Среди них уширение линии оптического поглощения и ее частотный сдвиг, перемешивание атомов щелочного металла в возбужденном состоянии из-за столкновения с буферным газом, что уменьшает эффективность оптической накачки, а также высокая чувствительность сигнала двойного оптического резонанса к градиенту магнитного поля.

Второй подход состоит в том, чтобы покрыть стенки кюветы, антирелаксационным покрытием, столкновение с которым не будет разрушать поляризацию атомов. Для этих целей используют предельные углеводороды парафинового типа, от которого атомы могут отскакивать десять и более тысяч раз без разрушения ориентации спина. Такой метод первым предложил в пятидесятых годах Рамси [1] Робинсон, Энсберг и Демельт первыми применили такой способ для атомов щелочных металлов, чему была посвящена их статья [2].

Из-за того, что в таком случае атомы щелочных металлов свободно летают от стенки до стенки, данные кюветы менее чувствительны к градиенту магнитного поля, чем кюветы с буферным газом. Оптическая накачка более эффективна в таких кюветах из-за отсутствия перемешивания в возбужденном состоянии, что позволяет получить высокий контраст резонансов для разрешенного спектра электронного парамагнитного резонанса. Эти преимущества важны для квантовой магнитометрии. Но существенным становится сдвиг частоты сверхтонкого зеемановского перехода из-за столкновения с покрытием и его зависимость от температуры. Также воспроизводимость характеристик кюветы существенно ниже, чем для кювет с буферным газом. Эти минусы снижают точность измерений и делают такого типа кюветы непригодными для стандартов частоты.

Считается, что в кювете, в которой реализован второй подход, в рабочем объеме нет ничего кроме паров щелочных металлов, и щелочной атом может свободно летать от одной стенки до другой без столкновений в объеме ячейки. Однако в статье Робинсона и соавторов описывается результат масс-спектроскопического исследования содержимого подобной кюветы [3], где показано, что в рабочем объеме присутствует фоновый газ. Его наличие говорит о том, что такой кювете также могут быть присущи недостатки кюветы, в которой для сохранения спиновой ориентации используют буферный газ.

В эксперименте, который провели японские физики Секигучи и Хакатеяма, была определена частота изменяющих скорость столкновений поляризованных атомов рубидия, что и было описано в их статье [4]. По величине частоты изменяющих скорости состояний определили среднюю длину свободного пробега атома щелочного металла в рабочем объеме кюветы. Было найдено, что атомы не движутся свободно от стенки до стенки, а сталкиваются с частицами фонового газа.

В классической работе Мари-Энн Бушиа для удаления молекул фонового газа, возникающего из-за взаимодействий атомов щелочного металла с материалом покрытия, был применен бариевый геттер [5].

Цель моей работы состоит в том, чтобы освоить данный метод определения средней длины свободного пробега атомов рубидия в кювете с антирелаксационным покрытием далее применить его для исследования ячеек с покрытием без геттера и с геттером, который абсорбирует молекулы фонового газа. Знание величины средней длины свободного пробега позволит сделать вывод о наличии фонового газа в рабочем объеме ячейки.

### Описание кюветы.

Исследуемая кювета является сферической стеклянной вакуумированной ячейкой с отростком, в которой находится капля щелочного металла. Ее внешний вид можно увидеть на рисунке №1. Исследуемые в данной работе кюветы были изготовлены М. В. Балабасом, в которых материалом покрытия является полиэтиленовый воск, а щелочным металлом изотоп рубидия 85. Подобные ячейки производятся следующим образом: сначала при температуре 400 градусов Цельсия кювета обезгаживается под вакуумной откачкой до давления  $10^{-5}$  Торр.



Рисунок №1. Внешний вид исследуемой кюветы.

Для того, чтобы нанести материал покрытия, можно использовать различные методы. Можно наносить материал покрытия с нагревателя [5, 6, 7] или методом разгона материала покрытия мягким пламенем горелки [8].

Для покрытия стенок изучаемой в этой работе кюветы использовался метод осаждения насыщенного пара материала покрытия [9], который впервые описан в статьях Синга и соавторов, а также Горященко [10.11], так как кюветы, изготовленные таким способом, обладают наилучшей воспроизводимостью свойств.

Метод, при котором осаждения паров покрытия происходит при ее медленном остывании, капля материала под вакуумом помещается в технологический отросток, который соединен с рабочим объемом кюветы, стенки которого необходимо покрыть. Ячейка с этим отростком отпаивается от вакуумной установки под вакуумом после обезгаживания и помещается в центр печи, которая нагрета до необходимой для создания нужного давления паров температуры. Важно, чтобы в ее объеме в процессе изготовления покрытия отсутствовали градиенты температур. Кювета какое-то время выдерживается при этой температуре, после чего печь равномерно охлаждается до комнатной температуры. В результате такой процедуры внутренняя стенка кюветы становится покрытой пленкой антирелаксационного покрытия, толщина которого обычно составляет от 50 до 1500 Ангстрем.

После этого содержимое кюветы опять откачивается, пока давление в рабочем объеме не составит около  $10^{-5}$  Торр при комнатной температуре, и отросток заполняется щелочным металлом. Готовую кювету с отростком отпаивается под вакуумной откачкой.

Свежая кювета не поглощает свет с частотой, резонансной оптическому переходу атомов щелочного металла, находящегося в кювете, что указывает на очень низкое давление паров этого металла в кювете. Такое низкое давление паров есть результат интенсивного поглощения атомов материалом покрытия сразу после изготовления кюветы. Для получения устойчивой концентрации паров рубидия кювета проходит процесс «созревания». Он состоит в том, что кювета находится при температуре 70 градусов Цельсия несколько часов для насыщения покрытия атомами щелочного металла.

В дальнейшем планируется изучить кювету, изображенную на рисунке №2, в которой в отдельном отростке помещен газоулавливатель или геттер, изготовленный из пористого титана. Подобные газоуловители часто используются в газоразрядной технике. Сразу после изготовления они являются химически инертными, и для приведения их поверхности в химически активное состояние проводят операцию термического активирования [12].

Отросток с геттером отделен игольчатой диафрагмой от рабочего объема кюветы. Также в отростке располагается медный молоточек, предназначенный для того, чтобы разбить диафрагму и соединить рабочий объем кюветы с объемом геттера. Таким образом можно сначала исследовать кювету без геттера, а потом, разбив диафрагму, исследовать кювету с геттером.

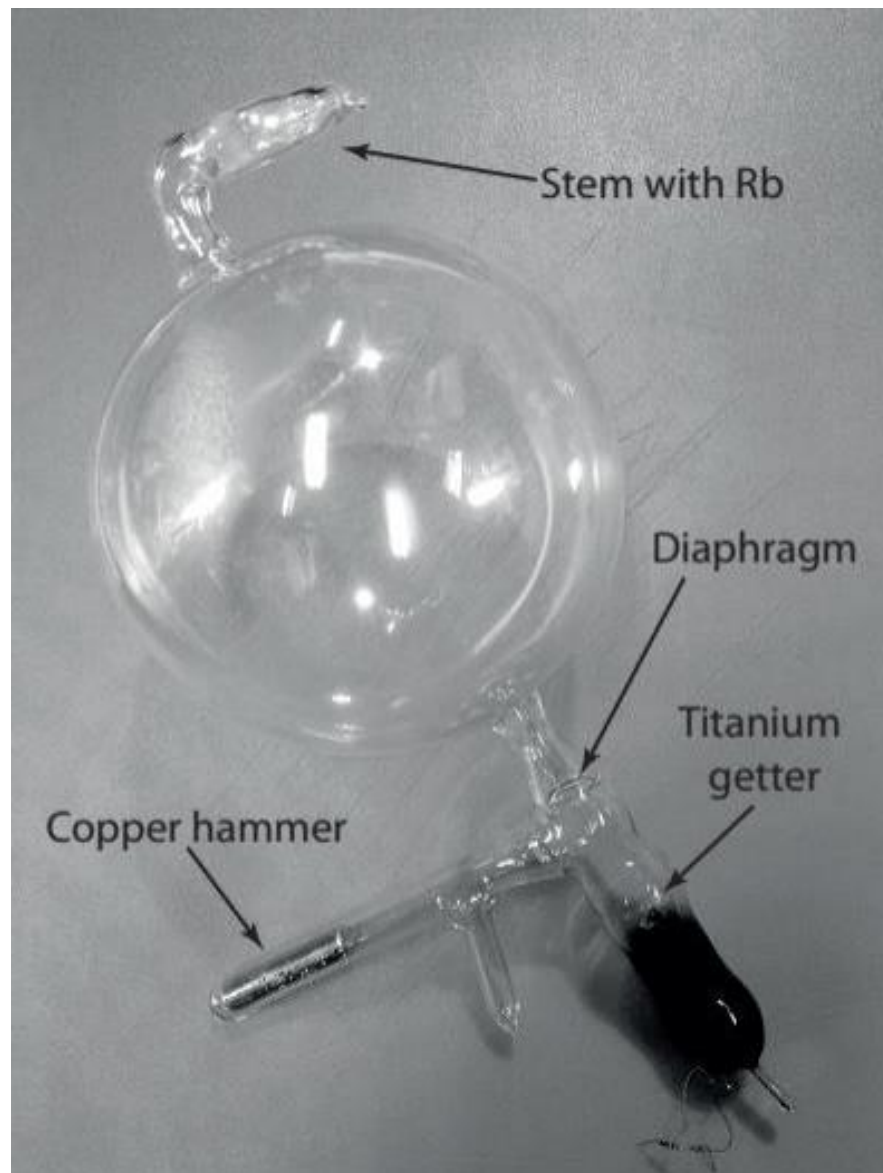


Рисунок №2. Внешний вид кюветы с геттером.

## Взаимодействие атомов щелочных металлов с покрытием.

Взаимодействие атомов щелочных металлов с покрытием подробно описано в монографии «Optical magnetometry» в главе «Surface coatings for atomic magnetometry» [13].

В 1960 году Бушиа и Броссель начали подробное исследование релаксации атомов рубидия на стенках с парафиновым покрытием. В статьях [5, 14] изложены результаты их работы, которые составляют основу нашего понимания механизма взаимодействий с антирелаксационными покрытиями.

Было обнаружено, что скорость релаксации спиновой ориентации проявляет температурную зависимость в районе 20-60 градусов Цельсия, типичную для адсорбции. Это явно говорит о том, что атом не упруго отскакивает от поверхности, а адсорбируется на определенный промежуток времени. В течение этого промежутка времени на атом действует возмущение, являющееся случайной функцией времени с корреляционным временем. При более чем 60 градусах Цельсия происходит дополнительный процесс, связанный с тем, что часть атомов пропадает внутри покрытия.

Также было обнаружено, что время релаксации линейно зависит от размера ячейки [15]. Такой эффект указывает на то, что релаксация происходит на стенках.

Рассматривалась релаксация для нескольких насыщенных парафиновых цепей ( $C_nH_{2n+2}$ ) с сильно различными значениями  $n$ . Время релаксации слабо зависит от  $n$ : они немного больше на 30% для легких парафинов эйкозана и дотриактанана, чем для образца полиэтилена.

Очень похожие результаты получены также с силановыми покрытиями. Таким образом, основные характеристики релаксации, по-видимому, определяются общей группой  $CH_2$  для всех этих покрытий.

В опытах с дейтерированным полиэтиленом в качестве покрытия было обнаружено, что время релаксации в пять раз больше, чем с обычным, что расходится с теоретическим предсказанием 12-13-кратного увеличения. Следовательно, кроме диполь-дипольного взаимодействия между ядерным моментом протона и спином электрона, единственного учтенного теоретически для полученной оценки, должно быть второе дезориентирующее взаимодействие.

Наилучшее объяснение, по-видимому, дает спин-орбитальное взаимодействие, постулированное Бернхеймом для объяснения наблюдаемой релаксации щелочных атомов в присутствии буферного газа за счет парных столкновений с атомами благородных газов, что отражено в статьях [16, 17]. В этом случае спин-орбитальное взаимодействие деформируется, когда электронные облака перекрываются, и, кроме того, орбитальное



движение электрона связано с вращением ядра. Во втором порядке оба взаимодействия приводят к дезориентирующему взаимодействию.

## Оптическая накачка

А. Каствлер и Ж. Броссель в своей статье [18] предложили с помощью воздействия света с определенной частотой и поляризацией на атомы управлять заселенностью их сверхтонких подуровней основного состояния. Данный метод перераспределения заселенностей был назван «оптической накачкой» в статье [18]. Изменения в населенности уровней можно наблюдать по изменению в интенсивности света, прошедшего через образец или по изменению интенсивности или поляризации рассеянного резонансного света.

В статье К. Коэна-Таннуджи А. Каствлера [19] оптическая накачка рассматривается как процесс, состоящий из двух шагов. Рисунок №3 иллюстрирует данный процесс. Первым шагом, в результате которого электрон переходит на уровень В, является индуцированное поглощение света с определенной поляризацией и частотой. Вторым шагом, в результате которого электрон переходит на уровень С, является спонтанное излучение света или быстрый безызлучательный процесс релаксации. Таким образом отношение заселенностей начального и конечного уровня изменяется. Населенность начального уровня А уменьшилась, а населенность С увеличилась. Величина изменения зависит от интенсивности света накачки, взаимодействующего с атомами, и скорости релаксации, которая стремится восстановить тепловое равновесие между населенностями уровней А и С. Уровни А и С могут быть сверхтонкими подуровнями одного основного состояния.

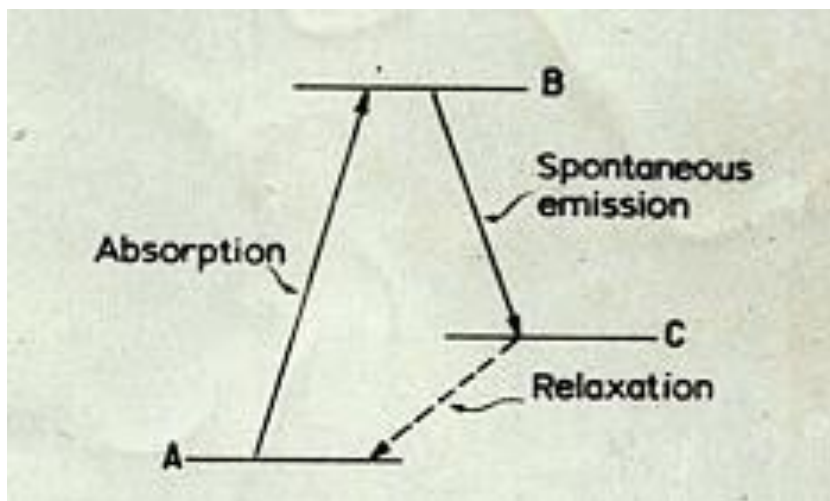


Рисунок №3. Схема оптической накачки.

Изменение населенностей, вызванное оптической накачкой, связано не только с изменением энергии ансамбля атомов, но и с особым изменением момента импульса. Момент импульса передается от света атомному ансамблю. Такому квантовому состоянию относится определенная проекция спина и проекция магнитного момента. С помощью оптической

накачки, получают спиновую поляризацию паров атомов, и макроскопическую намагниченность среды.

Зеемановскую накачку в чистых парах можно рассмотреть на простом примере. Рассмотрим щелочной атом в основном состоянии  $^2S_{\frac{1}{2}}$  со спином электрона, равным  $\frac{1}{2}$ . Магнитным полем уровень расщепляется на два зеемановских подуровня с  $m = -\frac{1}{2}$  и  $m = +\frac{1}{2}$ . Вследствие поглощения резонансного излучения, атом переходит в ближайшие возбужденные состояния  $^2P_{\frac{1}{2}}$  и  $^2P_{\frac{3}{2}}$ , ближайшие к основному состоянию. Разрешены только переходы с  $\Delta m = 0, \pm 1$ . Облучению светом с циркулярной поляризацией соответствуют переходы с  $\Delta m = \pm 1$ . Атомы, облученные «правой» поляризацией, переходят с  $m = -\frac{1}{2}$  уровня на  $m = +\frac{1}{2}$  уровень возбужденного состояния. Возвращаясь в основное состояние в результате спонтанного излучения часть из них вернется на начальный зеемановский уровень, а другая часть перейдет на  $m = +\frac{1}{2}$  уровень основного состояния. Два из трех электронов вернуться в изначальное состояние. После небольшого количества поглощений большую часть атомов можно перекачать на  $m = +\frac{1}{2}$  уровень.

## Описание метода.

Используемый для определения средней длины свободного пробега метод был описан Секигучи и Хакатеяма в их статье 2016 года [4]. В их работе были исследованы различные кюветы с антирелаксационными покрытиями, в том числе в числе исследуемых была кювета, изготовленная М. В. Балабасом, аналогичная изучаемой в данной работе.

Метод основан на селективной по скоростям оптической накачке, при которой происходит накачка атомов, чья проекция скорости на направление распространения луча накачки лежит в узком диапазоне около нуля. Селективной по скоростям оптической накачке посвящены статьи Аминоффа и Пинарда [20, 21]. В статье [20] говорится о том, что использование слабого встречного луча детектирования позволяет затем наблюдать эволюцию созданного распределения атомов по скоростям. Следовательно, селективная накачка по скоростям позволяет исследовать различные релаксационные явления, вызванные столкновениями с различными скоростями.

Для ее осуществления требуется облучать кювету светом, ширина линии которого существенно уже ширины доплеровского контура резонансной оптической линии поглощения. Из этого вытекает особенность метода, состоящая в том, что для проведения измерений требуется лазер с хорошей стабилизацией частоты. Также мощность детектирующего луча должна быть гораздо меньше луча накачки, чтобы не разрушать поляризацию, создаваемую последним. В опытах, описанных в статье [4], мощность луча накачки была 0,3 мВт, а мощность луча накачки 10 мкВт.

При проведении измерений сначала тонкий циркулярно поляризованный луч накачки, генерируемый стабилизированным по частоте полупроводниковым лазером, поляризует атомы с нулевой проекцией скорости на направление его распространения в течение короткого интервала времени – осуществляется селективная по скоростям оптическая накачка паров атомов рубидия в освещенном объеме.

Далее кювета освещается широким циркулярно поляризованным лучом, направленным коллинеарно с лучом накачки, который может взаимодействовать только с атомами, оптически поляризованными лучом накачки.

В случае, когда луч накачки и измеряющий луч распространяются в одном направлении с одинаковыми циркулярными поляризациями, то сразу после выключения луча накачки для измерительного луча наблюдается просветление среды, так как поляризованные атомы его не поглощают. Небольшое поглощение происходит неполяризованными атомами с нулевой проекцией скорости на направление луча, которые находятся в области засветки детектирующим лучом – этот фоновый сигнал не зависит от знака поляризации детектирующего луча.

Если же измеряющий луч и луч накачки имеют различные циркулярные поляризации, то сразу после выключения луча накачки наблюдается большее поглощение измеряющего луча, пропадающее через малый промежуток времени по причине вылета атомов из геометрической области, освещенной измеряющим лучом. Вылет атомов из освещенного объема происходит из-за баллистического бесстолкновительного пролета атомов в ортогональной лучу плоскости или из-за изменения проекции скорости на направление луча вследствие столкновения с молекулами фонового газа. Эти два процесса являются статистически независимыми.

Диаметр луча накачки гораздо меньше, чем диаметр измеряющего луча, и освещение лучом накачки длится короткое время. При средней тепловой скорости атомов  $2 \cdot 10^4$  см/с и длительности накачки 1 мс, как было в опыте японских ученых, атом в среднем сместится на 0,2 миллиметра, поэтому при обработке сигнала можно считать, что все поляризованные атомы находились в центре измеряющего луча. В том эксперименте [4] профили лучей были измерены и аппроксимированы функциями Гаусса. Диаметры лучей на уровне, на котором интенсивность уменьшилась в  $e$  раз по сравнению с максимальной, составили 0,27 см для измеряющего луча и 0,37 мм для луча накачки.

В этом методе при фиксированной циркулярной поляризации луча накачки, кювета освещалась измеряющим лучом той же и обратной циркулярной поляризации. Данный способ проведения измерений позволяет исключить из рассмотрения вклад, связанный с поглощением неполяризованными атомами, находящимися в геометрической области детектирующего луча после выключения луча накачки, то есть исключить фоновый сигнал.

С помощью фотодетектора измеряется зависимость интенсивности прошедшего через кювету детектирующего луча от времени. Запись начинается сразу после выключения луча накачки. Далее от сигнала, полученного при одинаково поляризованных лучах, отнимается сигнал, полученный с лучами разных поляризаций, а разность нормируется на максимальную разность интенсивностей. Разность получается убывающим со временем сигналом. Временная зависимость этого сигнала и несет информацию о длине свободного пробега атомов в ячейке.

При обработке данных рассматривается два вклада в убывание сигнала со временем. Первый вклад связан с баллистический вылетом атомов щелочного металла за геометрические пределы измеряющего луча. Для получения формулы, которой описывается вклад, рассчитаем поток поляризованных атомов, пересекающих цилиндрическую границу освещенного детектирующим лучом объема. У нас имеется однократный источник частиц, находящийся в центре окружности радиуса  $r$ , который является радиусом измеряющего луча. Скорости молекул имеют максвелловское распределение с температурой  $T$ , которая является

комнатной. Найдем зависимость плотности потока атомов, вылетающих за границу круга, от времени. Используя распределение Максвелла по модулю скорости в плоскости ортогональной лучу плоскости

$$F(v)dv = \frac{mv}{kT} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv \quad (1),$$

где  $m$  – масса атома,  $k$  – постоянная Больцмана, а  $T$  – температура ячейки, и, выражая модуль скорости частиц через время движения до окружности  $v = \frac{r}{t}$ . (тогда  $dv = -r \frac{dt}{t^2}$ ), получим для потока:

$$j(t) = \frac{dn}{ndt} = \frac{mv}{kT} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \frac{dv}{dt} = \frac{mr^2}{kTt^3} e^{-\frac{mr^2}{2kTt^2}} \quad (2).$$

Формула для потока дает нам информацию о том, какая доля частиц от начального количества находится на расстоянии  $r$  от центра. Чтобы получить информацию о количестве атомов, покинувших область детекции, нужно проинтегрировать формулу для плотности потока по времени  $t$  от 0 до  $t$ . В результате получится формула, дающая информацию о зависимости доли атомов от начального их количества, покинувшей площадь детекции, которую обозначим буквой  $\rho$ :

$$\rho(t) = e^{-\frac{mr^2}{2kTt^2}} \quad (3).$$

Так как вклад дают частицы, которые остались в измерительной области, в которой идет взаимодействие атомов с измеряющим лучом, нужно получить формулу для оставшейся доли атомов. Для этого просто отнимем от единицы получившуюся формулу для доли вылетевших атомов. Обозначим ее буквой  $\alpha$  и получим:

$$\alpha(t) = 1 - \rho(t) = 1 - e^{-\frac{mr^2}{2kTt^2}} \quad (4).$$

Таким образом мы имеем формулу, описывающую вклад, связанный с баллистическим вылетом атомов за геометрические размеры детектирующего луча без учета рассеяния атомов из-за столкновений и изменением проекции скорости на луч лазера.

Второй вклад связан с изменением проекции скорости атома, вызванным столкновением с частицей буферного газа, из-за чего атом не может взаимодействовать с измеряющим лучом. Будем считать, что в рабочем объеме кюветы находится идеальный фоновый газ. Атомы и молекулы фонового газа не являются заряженными частицами, а давление внутри рабочего объема кюветы мало. Также опыты показывают, что столкновения не уменьшают времени релаксации спиновой поляризации. Исходя из этого, можно сделать вывод о том, что приближение идеального газа относительно фонового газа внутри рабочего объема является справедливым.

Для того, чтобы получить формулу, описывающую вклад возьмем формулу для распределения атомов по длинам свободного пробега, которая выглядит следующим образом:

$$N = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (5),$$

где  $N$  – число частиц, которые не испытали столкновения,  $N_0$  – изначальное число частиц,  $x$  – расстояние, преодоленное атомом,  $\lambda$  – средняя длина свободного пробега. Проведем замену  $x = vt$ , где  $v$  – модуль скорости. Тогда, разделив формулу на  $N_0$ , получим зависимость доли не рассеявшихся атомов от времени:

$$H(t) = e^{-\frac{vt}{\lambda}} \quad (6).$$

Так как скорости в потоке, направленном за пределы области детекции описываются ранее приведенным распределением Максвелла, это нужно учитывать и в этом вкладе. Таким образом, нужно взять интеграл от произведения  $H(v)$  и  $F(v)$  по  $v$ :

$$\int_0^{\infty} H(v)F(v)dv = \frac{m}{kT} \int_0^{\infty} v e^{-\frac{vt}{\lambda}} e^{-\frac{mv^2}{2kt}} dv = 1 - \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}} \frac{1}{\lambda} e^{\frac{kTt^2}{2m\lambda}} \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{kT}{2m}} \frac{t}{\lambda}\right) \quad (7).$$

Выбор пределов интегрирования связан с тем, что интегрирование идет по модулю скорости, который не может быть отрицательным. Функция *erfc* является дополнительной функцией ошибок.

Также была предложена упрощенная модель. Для средней длины свободного пробега проводится замена на  $\lambda = vt_c$ , где  $t_c$  – среднее время до столкновения. Таким образом:

$$H(t) = e^{-\frac{t}{t_c}} \quad (8),$$

и учитывать то, что скорости в потоке, направленном за пределы области детекции описываются распределением Максвелла, необходимо будет уже при определении средней длины свободного пробега через среднее время до столкновения.

Если мы используем упрощенную модель, будем считать, что формулы (4) и (8) для вкладов описывают зависимости вероятностей от времени. Для того, чтобы получить формулу, описывающая кривую зависимости убывания полученного сигнала от времени, стоит учесть, что луч детектирования взаимодействует только с атомами, которые не вылетели из зоны детектирования, и чья проекция скорости не изменилась. Таким образом нам нужно найти вероятность совместного появления двух событий, то есть вероятности того, что атом не рассеялся, и вероятности, что атом не вылетел за пределы зоны детекции. События будем считать независимыми.

Формула для вероятности совместного появления двух независимых событий равна произведению вероятности одного из событий на условную вероятность другого:

$$P\{AB\} = P\{A\}P\{B\} \quad (9).$$

В нашем случае, примем  $P\{A\} = e^{-\frac{t}{t_c}}$ , то есть событием А считается отсутствие рассеяния атома. Для того, чтобы найти  $P\{B\}$ , нужно для вероятности атома остаться в области детекции учесть рассеяние. Для его учета нужно в формуле (4) умножить член, отвечающий за вылет, на вероятность атому долететь до границы цилиндра засветки. Эта вероятность равна  $p(r) = e^{-\frac{r}{\lambda}}$ . Проведем замену для  $\lambda$  и  $r = vt_r$ ,  $t_r$  где  $t_r$  – среднее время достижения атомом границы. Таким образом:

$$P\{B\} = 1 - e^{-\left(\frac{t_r}{t_c}\right)} e^{-\left(\frac{mr^2}{2kTt^2}\right)} \quad (10).$$

Также следовало бы провести операцию свертки с распределением интенсивности луча детектирования по сечению луча, но для упрощения обработки данных будем считать, что интенсивность распределена по всей площади луча равномерно. Таким образом мы учитываем, что вылететь за пределы области измерения может только определенная часть атомов, которая не рассеется до того, как достигнет границы.

Тогда формула, описывающая убывание разностей интенсивностей выглядит так:

$$I(t) = P\{A\}P\{B\} = e^{-\frac{t}{t_c}} \left(1 - e^{-\left(\frac{t_r}{t_c}\right)} e^{-\left(\frac{mr^2}{2kTt^2}\right)}\right) \quad (11).$$

Очевидно, что при больших значениях среднего времени до столкновения основным вкладом в убывание будет вылет атомов, так как экспонента, в показатель которой она входит, будет стремиться к единице. При малых же значениях будет обратная ситуация. Лишь малая доля атомов сможет долететь до границы измерительной области.

Форма сигнала зависит от длины свободного пробега атомов рубидия. Чем меньше длина свободного пробега в рабочем объеме кюветы, тем скорее будет убывать сигнал. Для того, чтобы найти среднее время до столкновения, нужно аппроксимировать сигнал полученной выше функцией (11). Среднее время до столкновения является параметром подгонки.

Средняя длина свободного пробега выражается через определенное  $t_c$ . Однако, необходимо учитывать то, что модуль скорости  $v$  имеет максвелловское распределение, записанное выше. Таким образом, формула для выражения длины свободного пробега будет выглядеть:

$$\lambda = \int_0^\infty \frac{mt_c v^2}{kT} e^{-\left(\frac{mv^2}{2kt}\right)} dv = \sqrt{\frac{\pi kT}{2m}} t_c \quad (12).$$

Графики формулы (11), описывающая убывание разностей интенсивностей от времени при различных значениях среднего времени до столкновения, представлены на рисунке №4. При построении графика (1) среднее время до столкновения было задано равным среднему времени до достижения атомом границы освещенной зоны, а для графика (2) оно задавалось в два раза меньше чем в первом случае. Таким образом, можно увидеть,



как зависит разность интенсивностей от среднего времени до столкновения, а, значит, что и от средней длины свободного пробега.

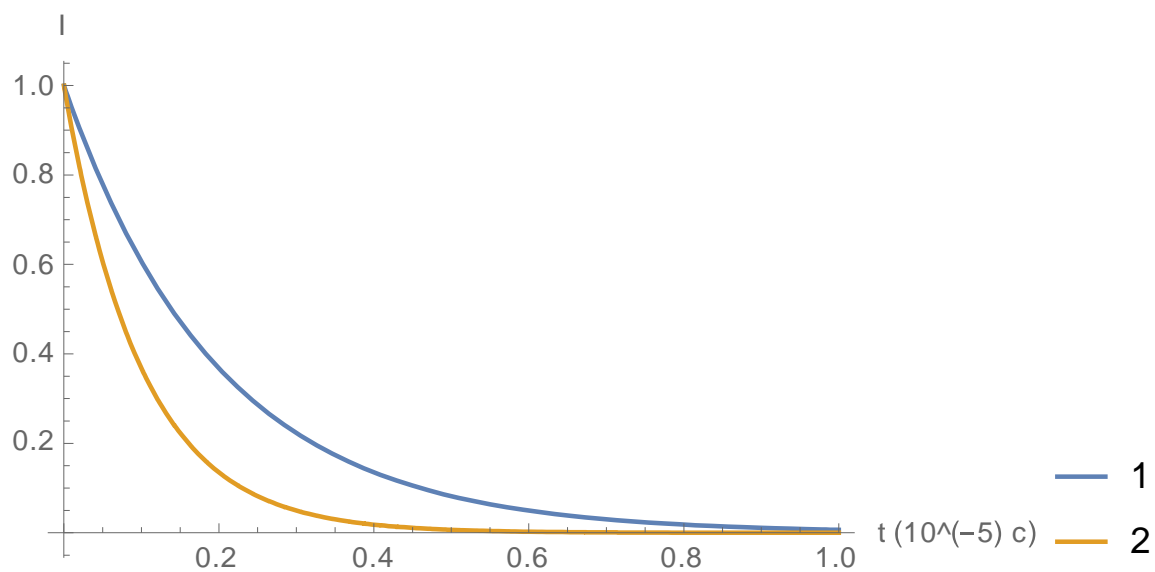


Рисунок №4. Графики зависимости формулы (11) от времени при различных значениях среднего времени до столкновения.

### Описание эксперимента.

Эксперимент был проведен на базе ресурсного центра «Оптические и лазерные методы исследования вещества», который располагает необходимым для его проведения оборудованием.

Оптическая схема экспериментальной установки представлена на рисунке №5. С состав установки входят источник света (1), светоделительные кубики или бимсплиттеры (2,6), подавитель света (3), зеркала (4,5), пластинки  $\frac{\lambda}{4}$  (10,11), собирающие линзы (8,12, 14), механический прерыватель луча (13) и быстрого полупроводникового детектора (9).

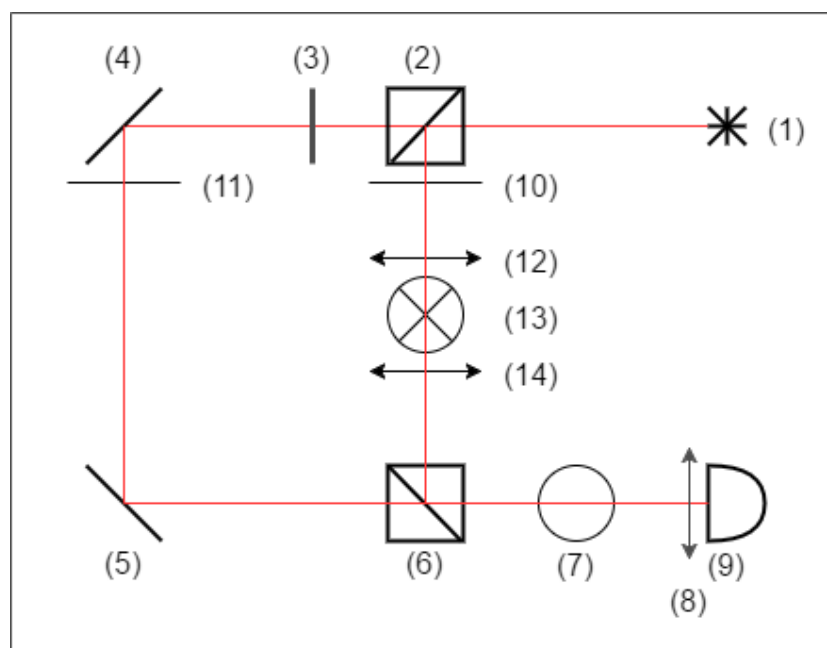


Рисунок №5. Оптическая схема экспериментальной установки.

Установка была собрана на базе магнито-оптической ловушки miniMOT Toptica Photonics, которая представляет собой компактное оборудование, включающее вакуумную ячейку с вакуумным насосом, диспенсер рубидиевых атомов, магнитные катушки, электронику и оптические элементы, для создания магнитооптической ловушки. Дополнительным оборудованием для обеспечения работы магнито-оптической ловушки являются: перестраиваемые диодные лазеры DL pro, лазерный усилитель BoosTA, компактный модуль для спектроскопии насыщения поглощения CoSy, цифровой контролер на основе обратной связи для управления, стабилизации, синхронизации и анализа лазеров DigiLock 110, универсальный PID регулятор PID 110. Внешний вид ловушки представлен на рисунке №6.

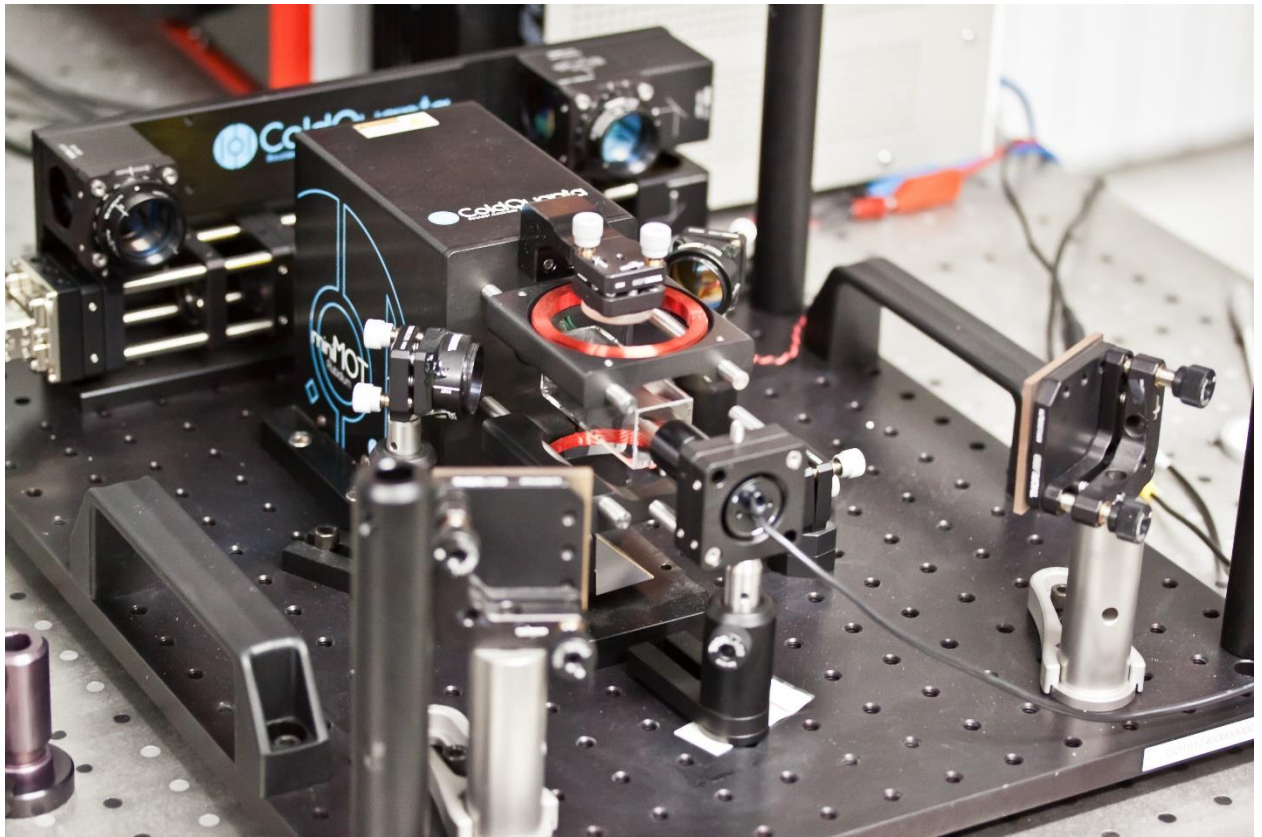


Рисунок №6. Внешний вид магнито-оптической ловушки MiniMOT.

От данной установки потребовались полупроводниковые лазеры перестраиваемые лазеры DL pro и аппаратно-программная часть, отвечающая за стабилизацию длины волны и встроенные пластинки  $\frac{\lambda}{4}$ . На данную установку были поставлены зеркало, бимсплиттер, механический прерыватель луча и собирающие линзы. За ее пределы были вынесены кольца Гельмгольца, изучаемая кювета, фотоприемник и осциллограф Agilent Technologies DSO 9104A. Такая конфигурация обусловлена тем, что данная установка используется в других экспериментах, поэтому крайне важна была возможность быстрого возвращения магнито-оптической ловушки в исходное состояние. Внешний вид установки представлен на рисунках №7 и №8.

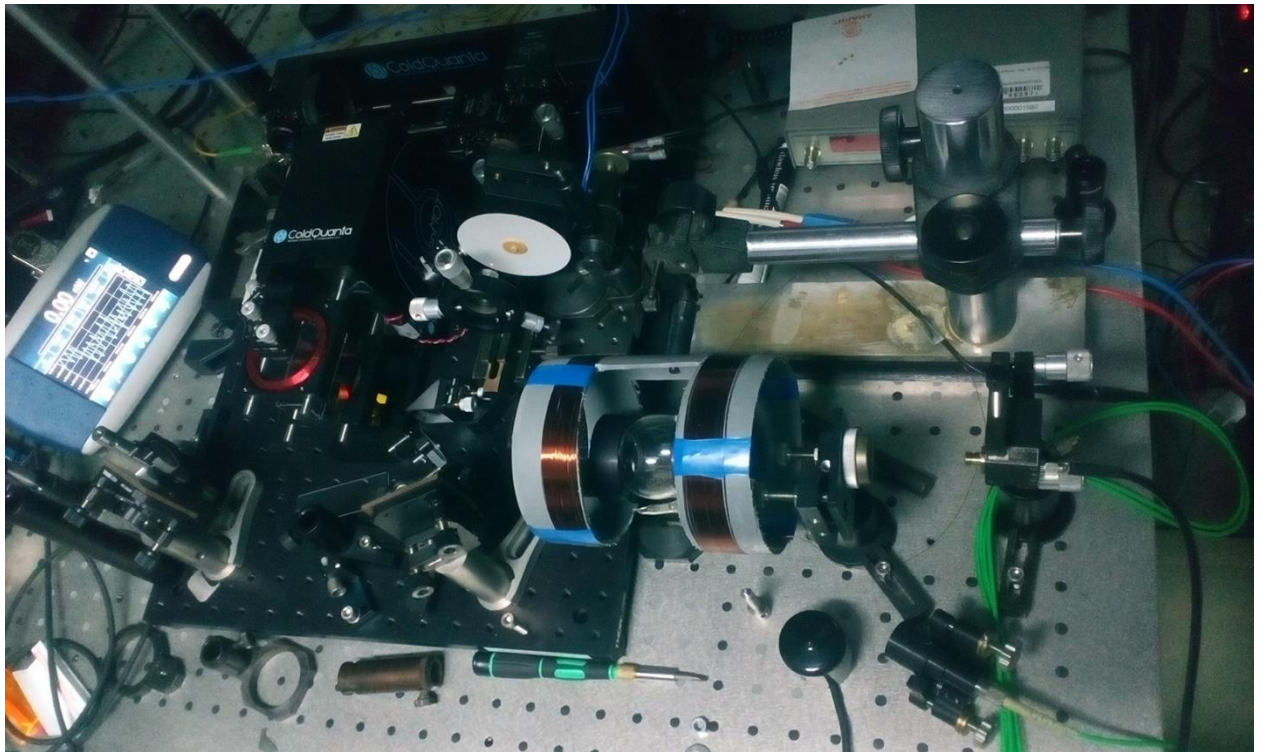


Рисунок №7. Внешний вид экспериментальной установки.

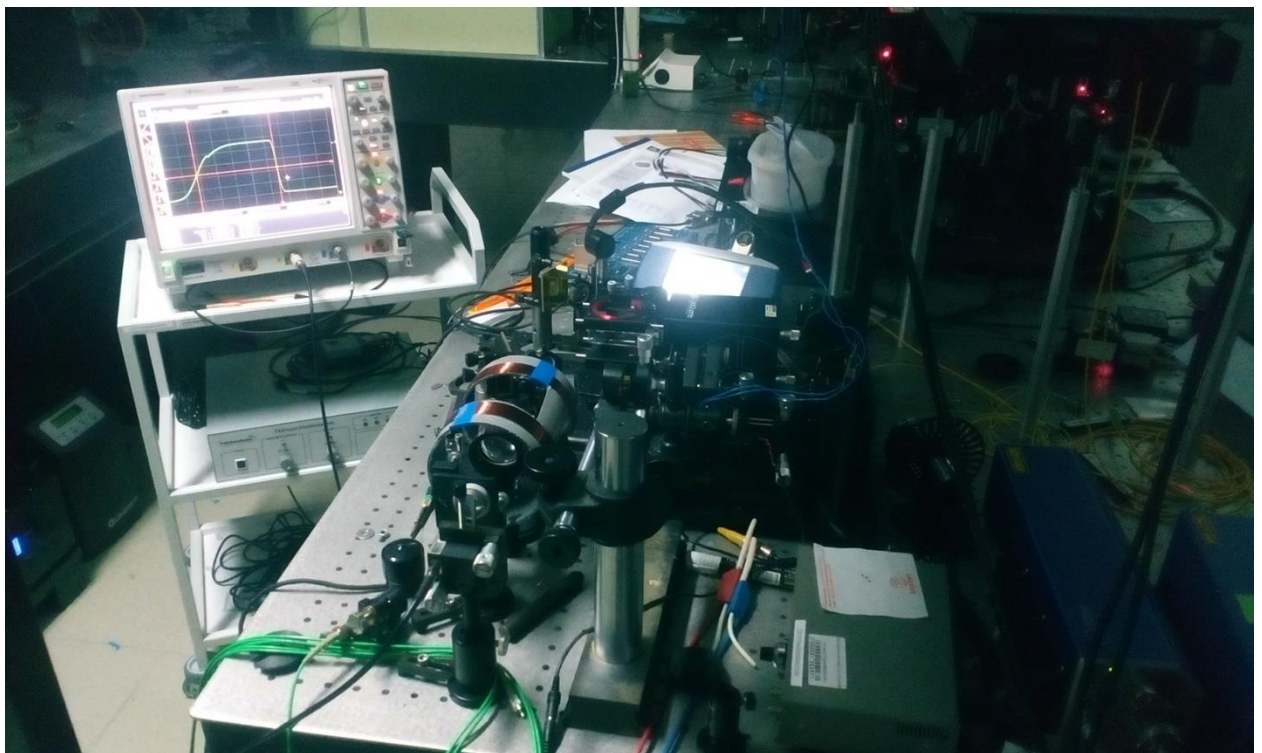


Рисунок №8. Внешний вид экспериментальной установки.

Внешний вид полупроводникового лазера Tortica DL pro показан на рисунке №9. На нем также можно увидеть упомянутый выше усилитель BoostA, который не использовался, так как его использование приводило к синусоидальным колебаниям интенсивности света, что было крайне нежелательно. Длина волны такого лазера может меняться на несколько



десятков нанометров без какой-либо перестройки. Также частота не чувствительна к акустическому шуму и изменению окружающей температуры. Ширина линии излучения лазера лежит в диапазоне 0,1-1 МГц. По формуле

$$\Delta\nu_D = \frac{2}{\lambda} \sqrt{\frac{2 \ln 2 RT}{\mu}} \quad (10),$$

где  $\Delta\nu_D$  – полуширина доплеровского контура,  $\mu$  – атомная масса,  $\lambda$  – длина волны света, а  $T$  – температура в градусах Кельвина, полуширина доплеровского контура для комнатной температуры, равной  $20 \pm 0,1$  градусов Цельсия, составляет 500 МГц. При времени измерения 5 мкс ширина линии может лежать в диапазоне 10-50 кГц. Стабилизация частоты данного лазера производится с помощью компактного модуля для спектроскопии CoSy и цифрового контролера на основе обратной связи DigiLock 110. Внешний вид последнего можно увидеть на рисунке №10. Благодаря данному контроллеру есть возможность обеспечивать субдоплеровскую ширину линии излучения лазера. В данной установке свет, идущий от лазера разделяется на два луча: луч накачки и измеряющий луч. Луч накачки при измерении был мощностью  $3,97 \pm 0,01$  мВт, а измеряющий луч, прошедший через подавитель излучения, был мощностью  $0,82 \pm 0,01$  мВт.



Рисунок №9. Внешний вид лазера Torptica DL pro.

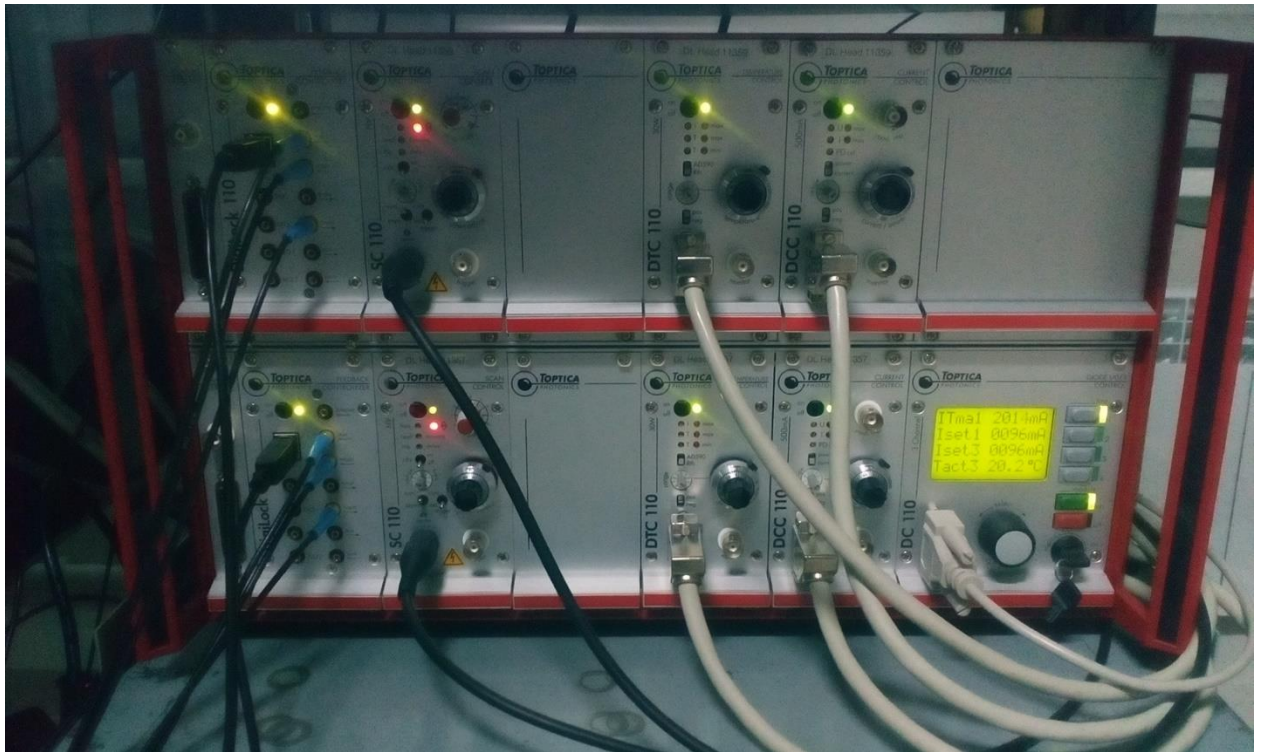


Рисунок №10. Внешний вид цифрового контролера на основе обратной связи DigiLock 110.

Кювету облучали светом с длиной волны 780,241 нм, что соответствует D2 линии изотопа рубидия 85, то есть переходу  $5^2S_{\frac{1}{2}} \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}}$ .

Пластинки  $\frac{\lambda}{4}$ , установленные на магнито-оптической ловушке, не дают идеальной циркулярной поляризации. Результаты изучения характеристик данных пластинок говорят о том, что проходя через них, свет поляризуется эллиптически, причем большая полуось по интенсивности больше меньшей в два раза.

Собирающие линзы по обеим сторонам механического прерывателя луча предназначены для того, чтобы уменьшить диаметр луча накачки в плоскости, где луч прерывается, а также для того, чтобы создать узкий луч накачки. Уменьшения диаметра луча накачки в плоскости прерывания дает возможность сделать фронт более крутым.

Механический прерыватель представляет собой электрический моторчик, к которому прикреплён диск, не пропускающий свет лазера, с одной прорезью. Внешний вид прерывателя представлен на рисунке №11. Моторчик позволяет вращать диск с частотой 13 кГц. При проведении измерений длительность фронтов составляла  $360 \pm 30$  нс. Питание моторчика происходило от источника питания постоянного тока gw instek GPD-733035. Во время измерений на моторчик подавалось  $7 \pm 0,002$  В.



Рисунок №11. Внешний вид механического прерывателя.

Кольца Гельмгольца были изготовлены из куска стандартной фановой полипропиленовой трубы диаметром 11 см, в которой было вырезано окно под кювету. На эту трубу было намотано 100 витков медной проволоки диаметром 0,27 мкм. В результате, при подаче с источника питания тока с силой тока 1 А, можно было получить магнитное поле с величиной магнитной индукции 8,2 Гс. Это магнитное поле необходимо для того, чтобы создать ось квантования вдоль луча лазера, перекрыв магнитное поле. При измерениях подавался ток с силой тока  $0,90 \pm 0,02$  А.

Для регистрации оптического сигнала использовался быстрый фотоприемник High-speed visible photodetector HVP-V2 производства фирмы standa. Данный приемник имеет диаметр детектора 0,4 мм, поэтому по ходу измеряющего луча была поставлена собирающая линза, для фокусировки прошедшего через кювету света на фотодетекторе. Также этот фотоприемник может разрешать фронты длительностью 150 пкс. На рисунке №12 представлен график зависимости чувствительности приемника в зависимости от длины волны падающего на него света. Как видно из графика, на интересующей нас длине волны чувствительность составляет 50%.



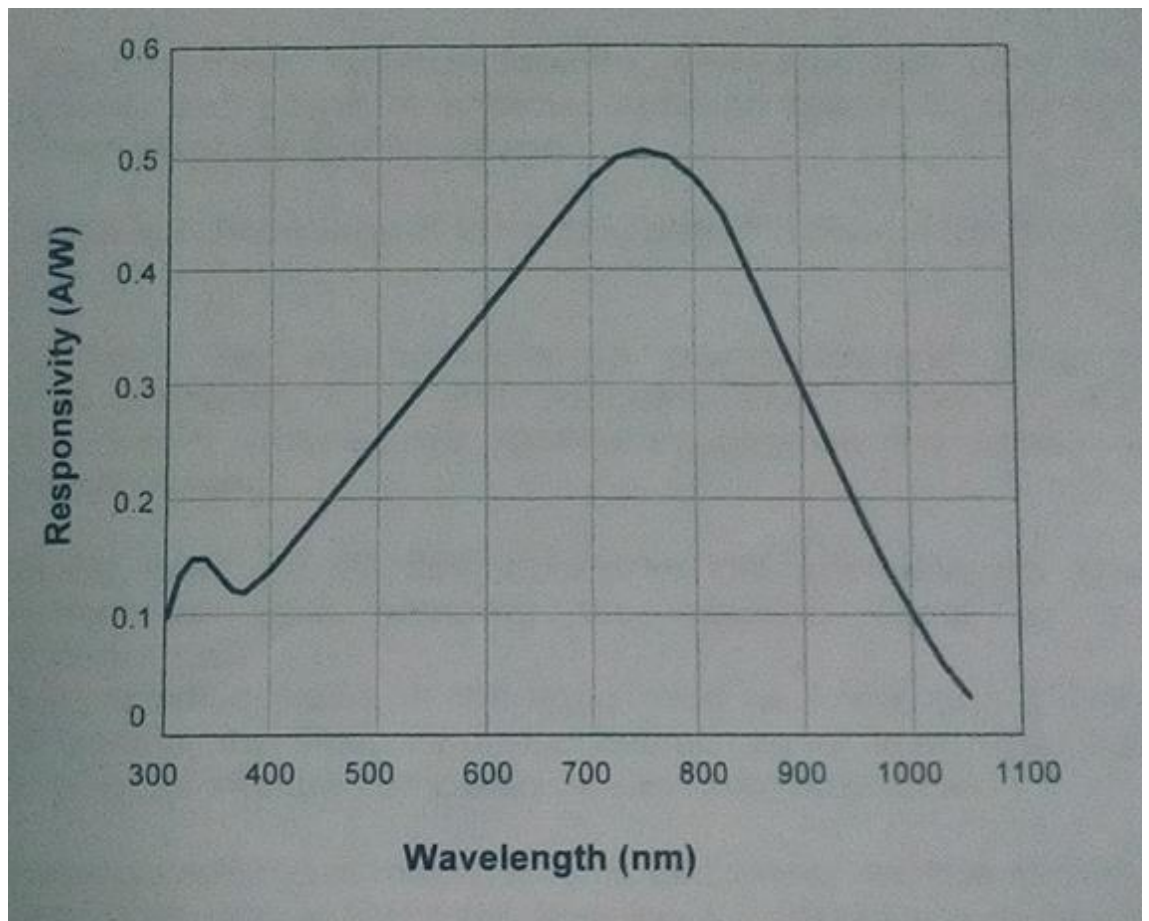


Рисунок №12. График зависимости чувствительности приемника в зависимости от длины волны излучения.

Сигнал с фотодетектора поступает на цифровой осциллограф Agilent Technologies DSO 9104A. Из его характеристик стоит отметить: время нарастания сигнала, составляющую 300 пкс, и полосу пропускания аналогового сигнала, составляющую 1 ГГц. Измерения проводились при 64 кратном усреднении.

Были измерены ширины пучков и распределение интенсивностей для луча накачки и измеряющего луча. Измерения производились фотодетектором фирмы coherent и программы BeamView-USB 4.4.2, установленной на компьютер. Ширина лучей на уровне  $\frac{1}{e^2}$  составляет  $0,13 \pm 0,01$  мм для луча накачки и  $4,7 \pm 0,1$  мм. При длительности накачки 10 мкс, атомы сместятся на 2 мм, что в два с лишним раза меньше диаметра детектирующего луча. Такие значения ширины пучков подходит для данного эксперимента. В пределах этой ширины находится 86,5 процентов интенсивности. Распределение интенсивностей в 2D и 3D можно увидеть на рисунках №13, №14, №15 и №16



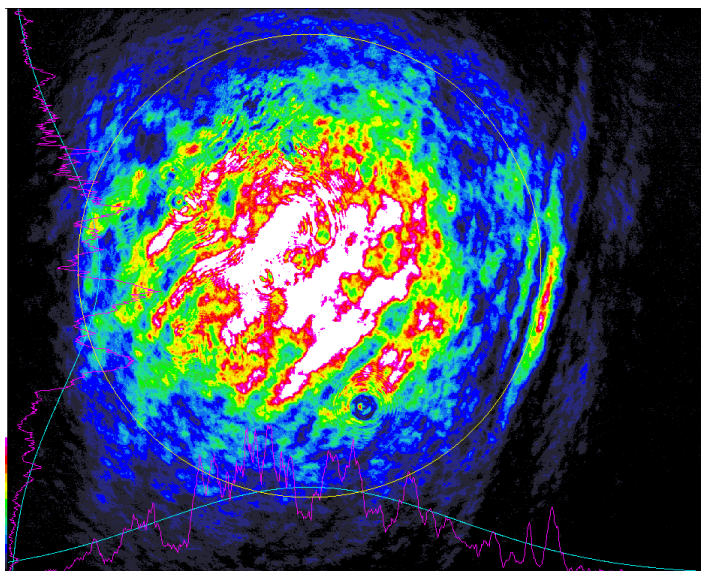


Рисунок №13. Распределение интенсивности измерительного пучка в 2D.

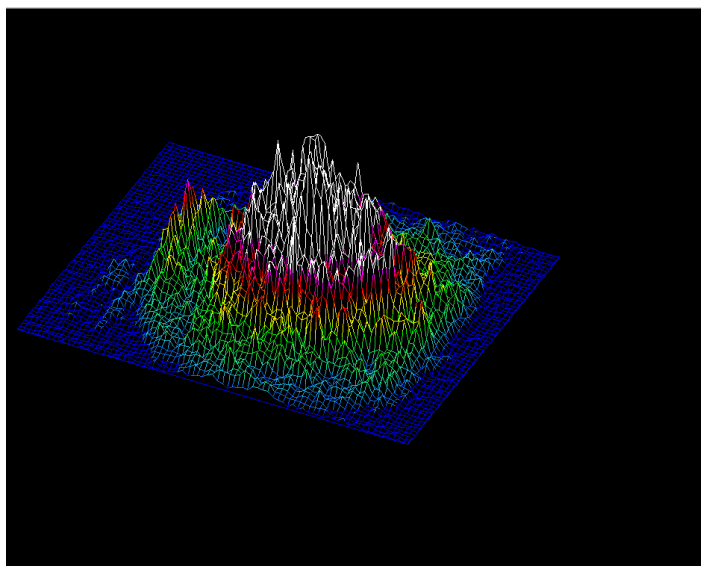


Рисунок №14. Распределение интенсивности для измерительного луча 3D.

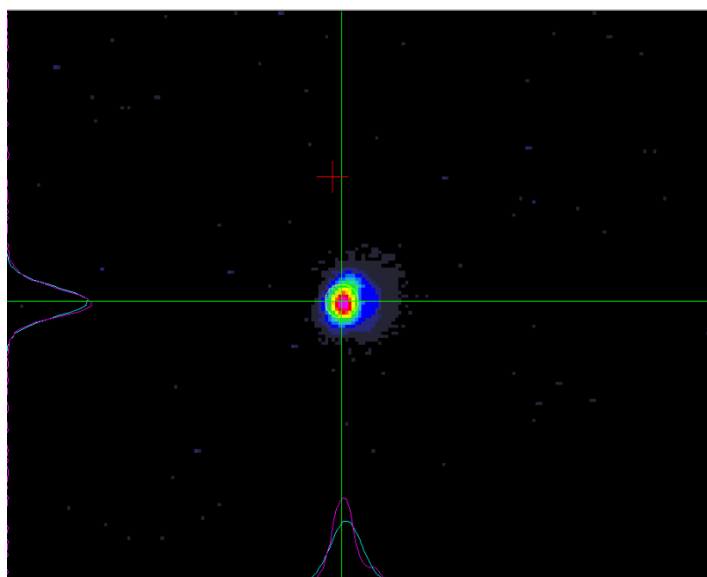


Рисунок №15. Распределение интенсивности луча накачки в 2D.

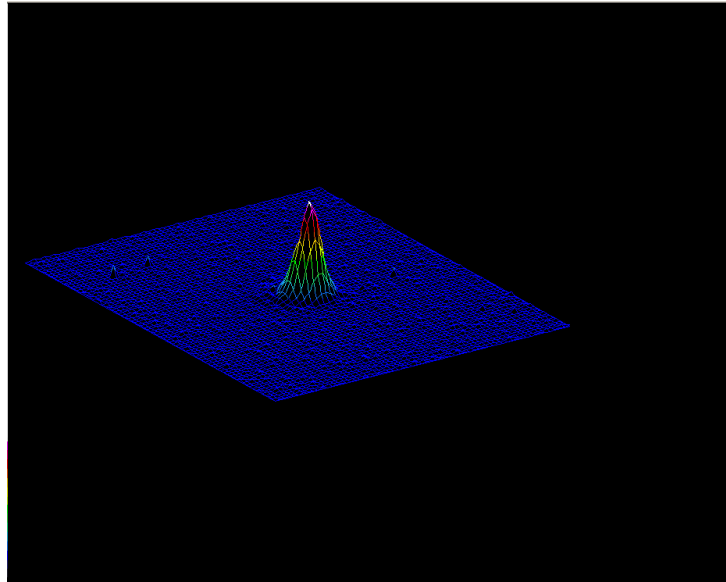


Рисунок №16. Распределение интенсивности луча накачки в 3D.

## Результаты измерений.

В процессе проведения измерений были получены четыре сигнала, представляющие из себя зависимости интенсивности от времени:

- 1) сигналы, когда два измерительный луч и луч накачки имели одинаковую поляризацию при включенном и выключенном магнитном поле.
- 2) сигналы, когда луч накачки и измерительный луч были поляризованы различными круговыми поляризациями при включенном и выключенном магнитном поле.

При выключенном магнитном поле не происходит спиновой поляризации, поэтому при включении и выключении магнитного поля на экране осциллографа наблюдалось изменение сигнала.

Сигналы, когда луч накачки и детектирующий луч поляризованы по-разному, представлены на рисунке №17. На том же рисунке также приведена разность интенсивностей. На этом рисунке видно, что после выключения накачки, при включенном магнитном поле луч измерения поглощается сильнее. Также на рисунке №18 можно увидеть увеличенные части графиков после выключения накачки и разность интенсивностей.

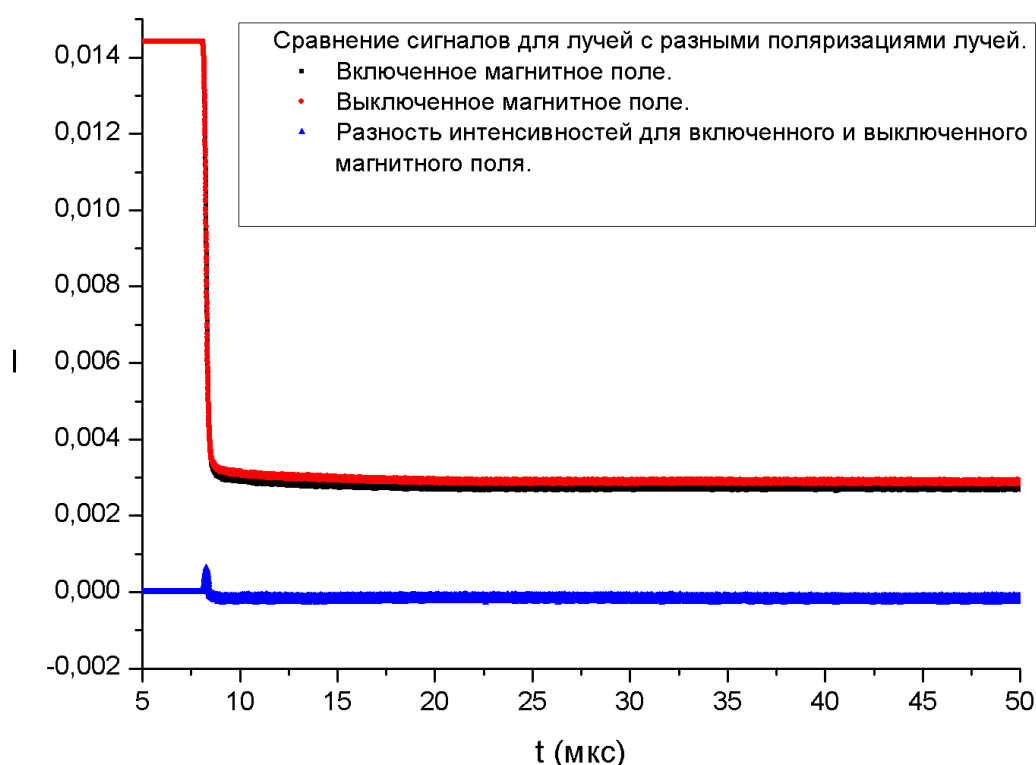


Рисунок №17. Сигналы, когда луч накачки и детектирующий луч поляризованы по-разному и разность их интенсивностей.

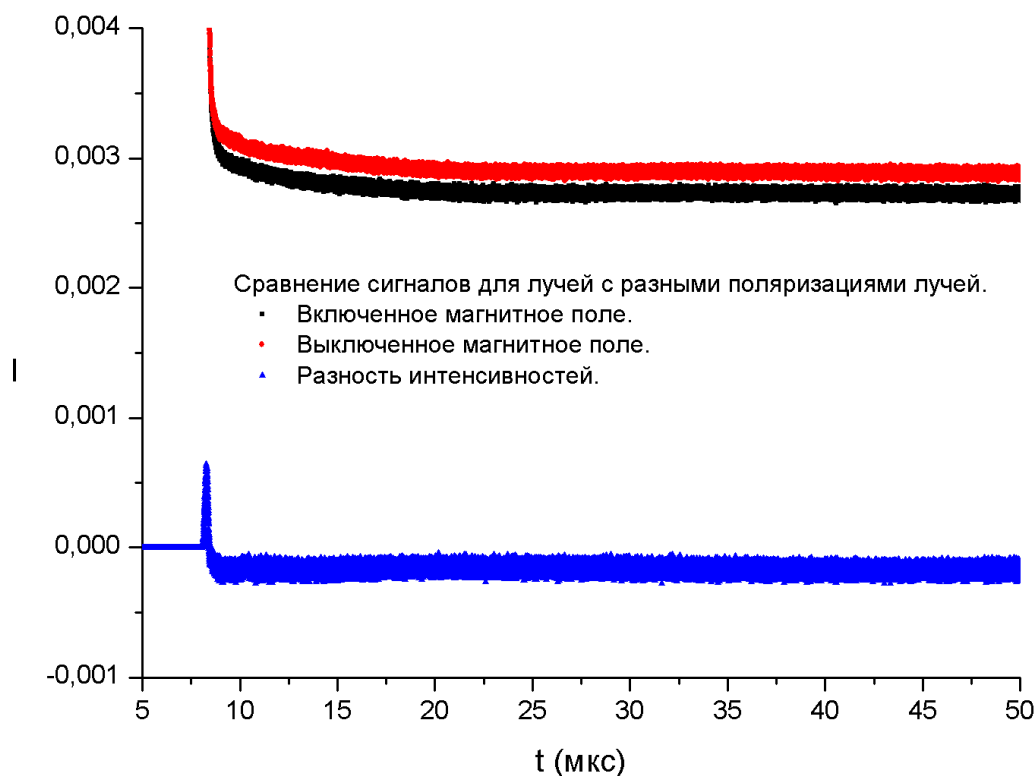


Рисунок №18. Сигналы, когда луч накачки и детектирующий луч поляризованы по-разному и разность их интенсивностей.

Из увеличенных сигналов видно, что разность интенсивностей после выключения стремится к нулю, что соответствует ожиданиям. На рисунке №19 представлен график зависимости разности интенсивности от времени, на котором участки аппроксимированы прямыми. Это сделано для того, чтобы показать наличие стремления к нулю разности интенсивностей. Как видно из таблиц с параметрами прямых, которыми аппроксимируется участок, прямые имеют наклон, причем у прямой, аппроксимирующей небольшой участок сразу за выключением накачки, наклон больше, чем у прямой, аппроксимирующей весь участок после выключения накачки, что свидетельствует о нелинейном стремлении к нулю.

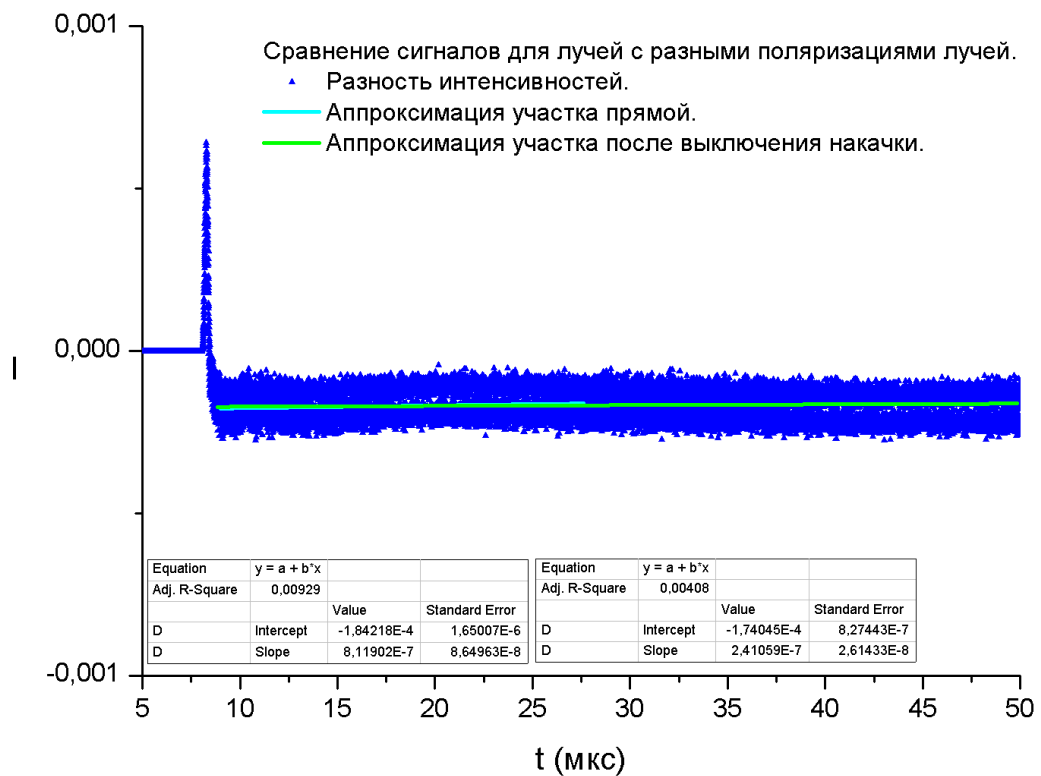


Рисунок №19. График зависимости разности интенсивности от времени, на котором участки аппроксимированы прямыми.

Сигналы, когда лучи накачки и детекции имеют одинаковую поляризацию, и график зависимости разности интенсивности от времени представлены на рисунке №20. На рисунке №21 можно увидеть увеличенные части графиков после выключения накачки и разность интенсивностей. На рисунке слабо заметно, что при включенном магнитном поле на участке после выключения накачки интенсивность больше, чем интенсивность при выключенном магнитном поле на том же участке. Для того, чтобы проиллюстрировать эту разницу, участок после выключения накачки графика зависимости разности интенсивности от времени был аппроксимирован прямой, что можно увидеть на рисунке №22. В таблице с характеристиками прямой можно увидеть, что при включенном магнитном поле интенсивность прошедшего сквозь кювету измерительного луча действительно больше.

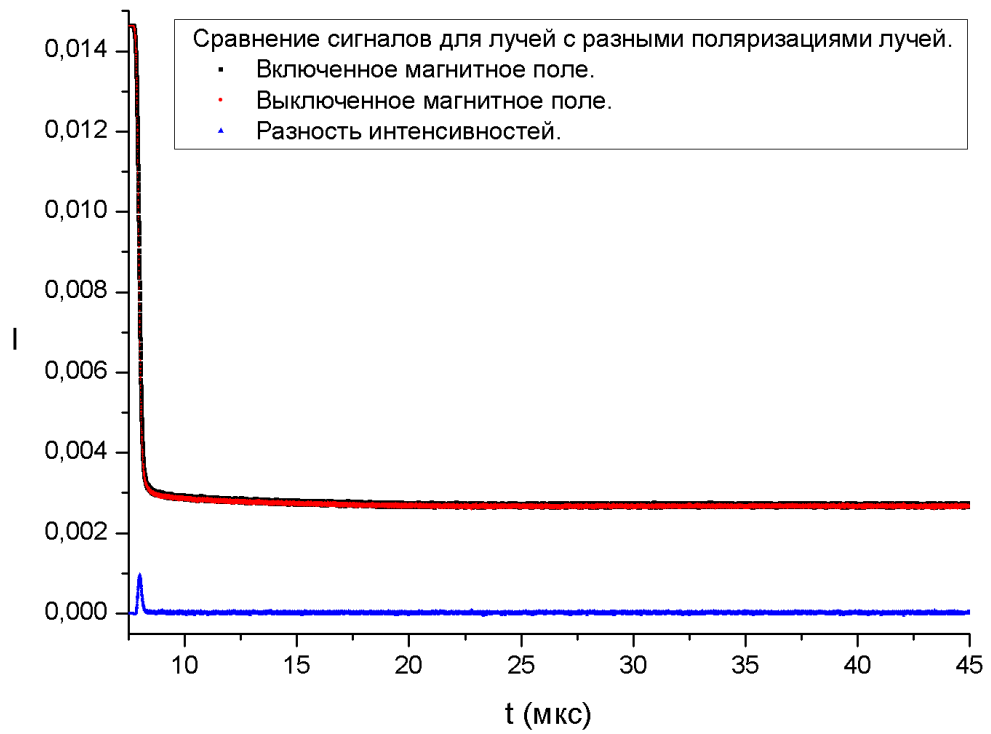


Рисунок № 20. Сигналы, когда луч накачки и детектирующий луч поляризованы одинаково и разность их интенсивностей.

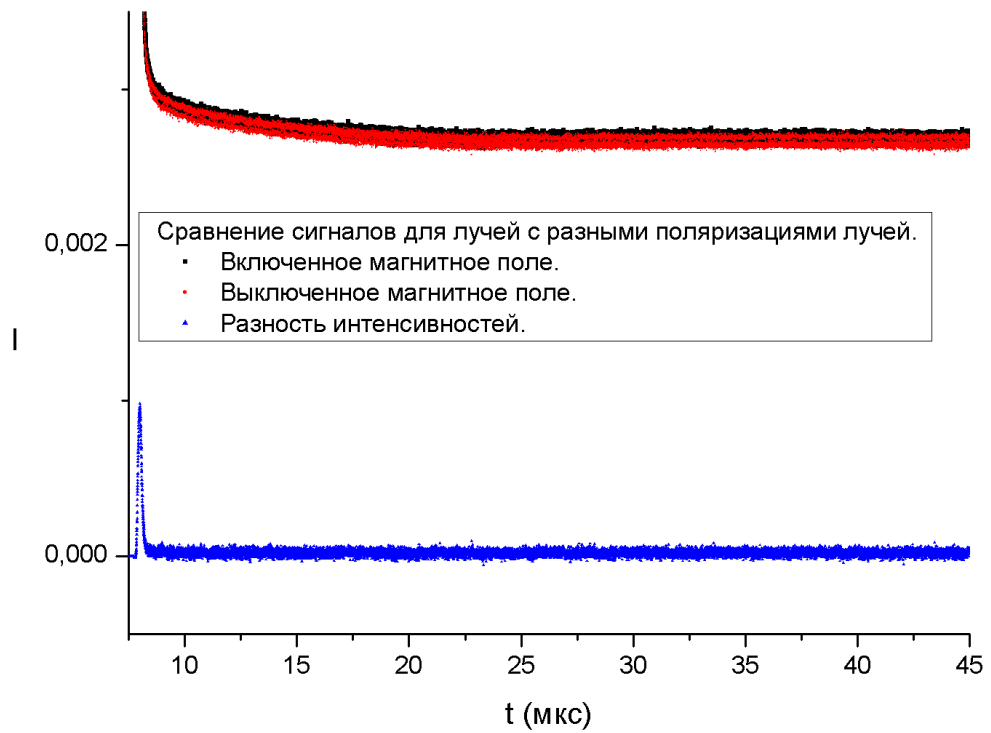


Рисунок №21. Увеличенные части графиков после выключения накачки и разность

интенсивностей.

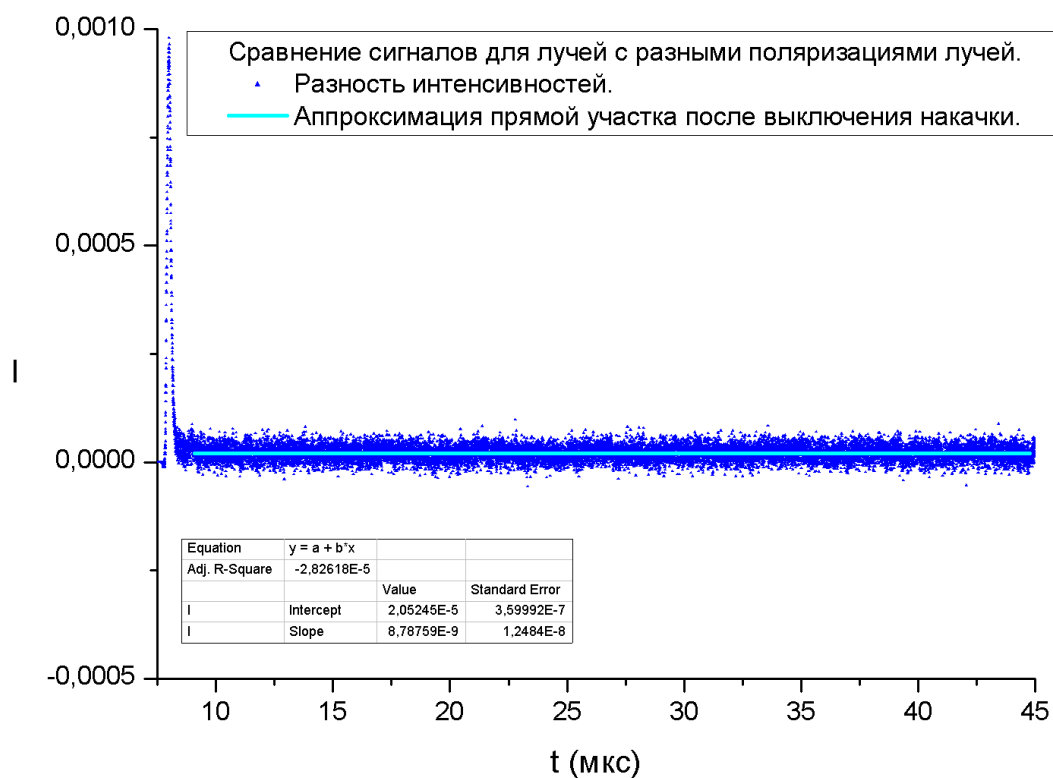


Рисунок №22. График зависимости разности интенсивности от времени, аппроксимированный прямой на участке после выключения накачки.

На рисунке №23 представлены сигналы при включенном магнитном поле. Также на рисунке №24 представлены увеличенные части сигналов после выключения накачки. На рисунке №25 представлена разность их интенсивностей. Как видно из рисунка №19 и рисунка №22, измеряемые в данном эксперименте величины оказываются той же величины, что и шум, который можно оценить по графику зависимости разности интенсивности сигналов от времени. Таким образом нет возможности аппроксимировать выведенной ранее формулой (11), описывающей убывание разностей интенсивностей в программе Origin.

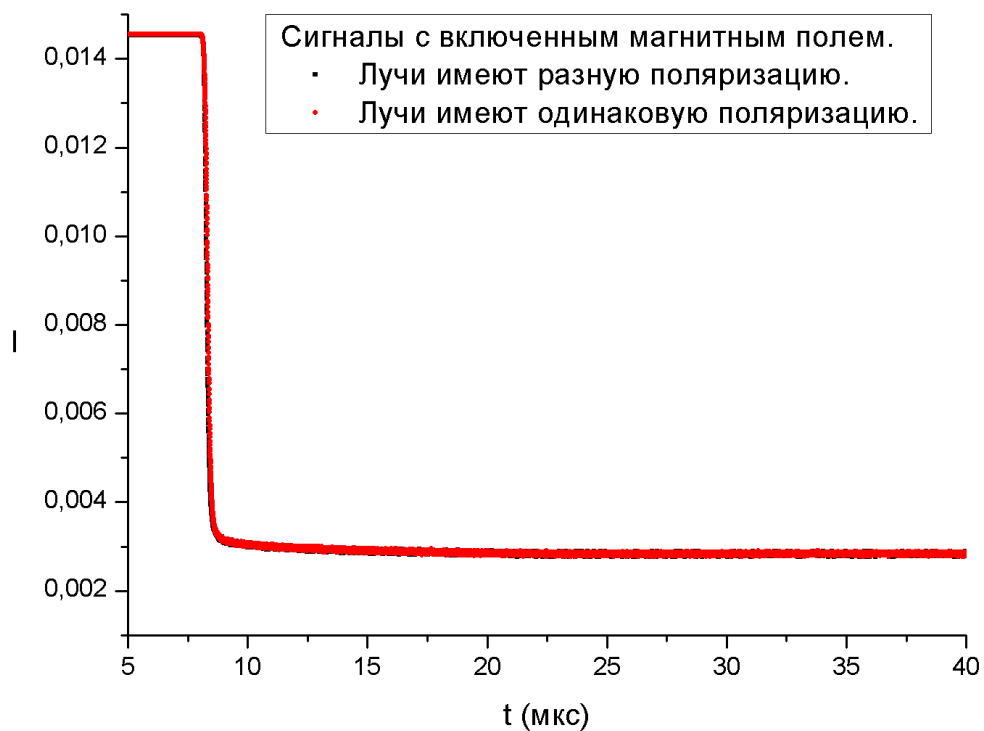


Рисунок №23. Сигналы при включенном магнитном поле.

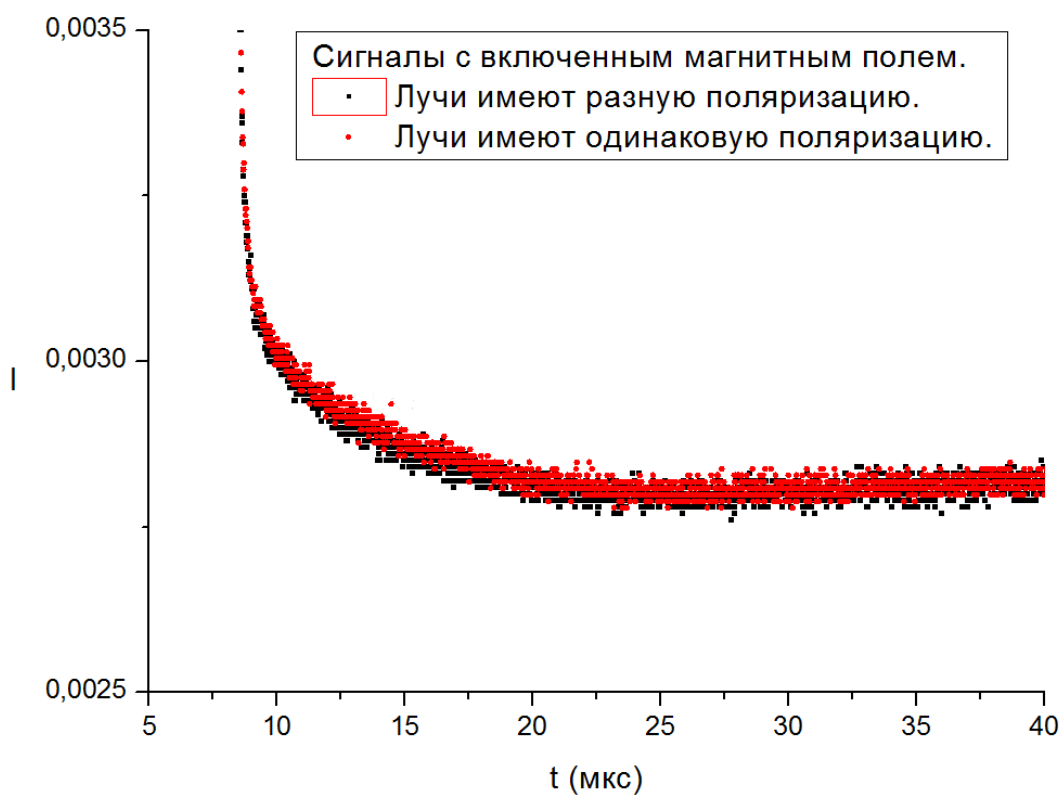


Рисунок №24. Увеличенные части сигналов с включенным магнитным полем после выключения накачки.



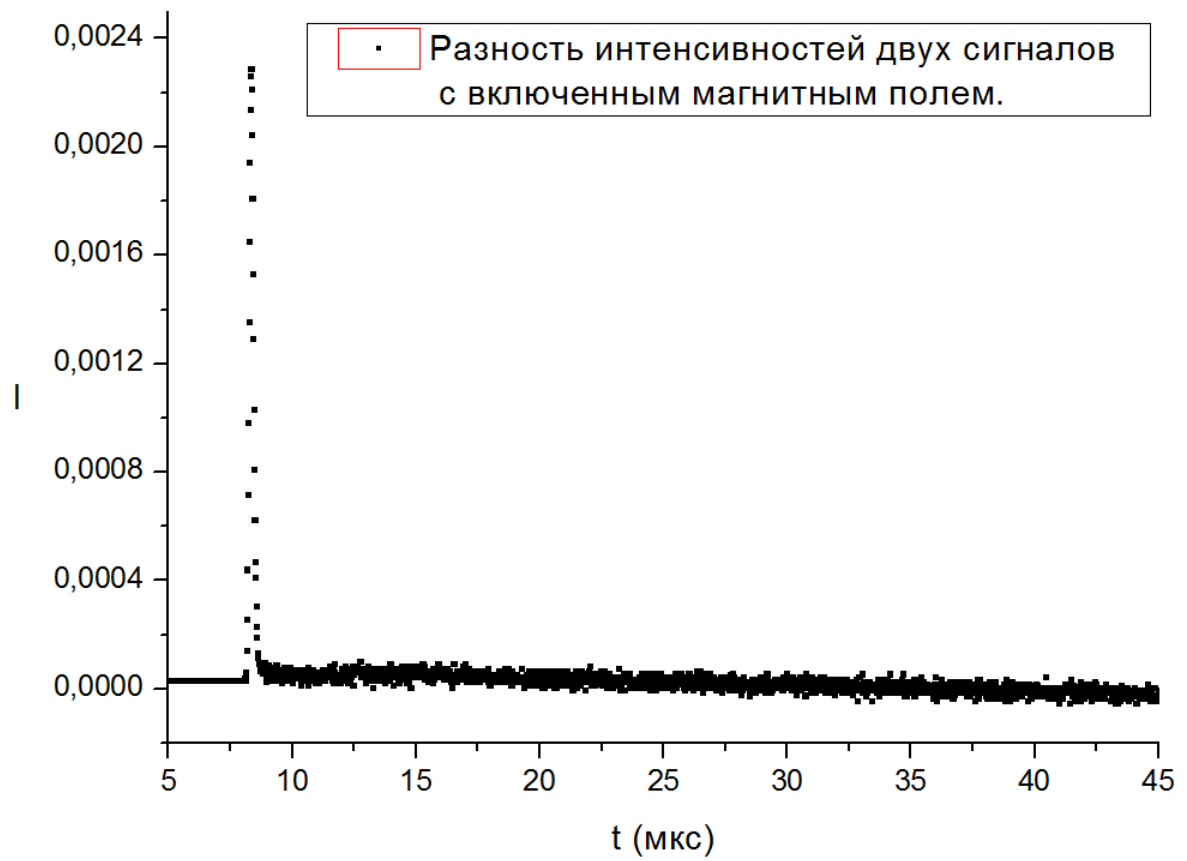


Рисунок №25. Разность интенсивностей сигналов при включенном магнитном поле.

## Заключение.

Результатом проведенной работы является освоение метода, основанного на селективной по скоростям оптической накачке. На данный момент существует рабочая экспериментальная установка, на которой можно проводить исследования, и разработана методика по обработке данных.

В магистратуре планируется улучшение характеристик установки, что будет заключаться в нахождении способа по увеличению соотношения сигнал-шум, уменьшению времени накачки, изготовление и использование пластинок  $\frac{\lambda}{4}$ , дающих более качественную круговую поляризацию, нахождение путей для устранения искажений в распределении интенсивности измерительного луча. Также планируется провести измерения для других кювет, в частности для кюветы с геттером.

Я выражаю благодарность Михаилу Владленовичу Балабасу за руководство работой. Также хочу поблагодарить сотрудников ресурсного центра «Оптические и лазерные методы исследования вещества» Шимко Александра Анатольевича и Калиничева Алексея Андреевича за неоценимую помощь при подготовке установки и проведении опыта.

## Литература.

1. Ramsey N. F. Resonance experiments in successive oscillatory fields //Review of Scientific Instruments. – 1957. – Т. 28. – №. 1. – С. 57-58.
2. Robinson H. G., Ensberg E. S., Dehmelt H. G. Preservation of spin state in free atom-inert surface collisions //Bull. Am. Phys. Soc. – 1958. – Т. 3. – №. 9.
3. Yi Y. W. et al. Method for characterizing self-assembled monolayers as antirelaxation wall coatings for alkali vapor cells //Journal of Applied Physics. – 2008. – Т. 104. – №. 2. – С. 023534.
4. Sekiguchi N., Hatakeyama A. Non-negligible collisions of alkali atoms with background gas in buffer-gas-free cells coated with paraffin //Applied Physics B. – 2016. – Т. 122. – №. 4. – С. 1-6.
5. Bouchiat M. A., Brossel J. Relaxation of optically pumped Rb atoms on paraffin-coated walls //Physical Review. – 1966. – Т. 147. – №. 1. – С. 41.
6. Борисова Ю. П., Дашевская Е. И., Козлов А. Н. Изготовление и исследование поглощающих ячеек магнитометров с двойным радиооптическим резонансом. Геофизическая аппаратура, Л //Недра. – 1965. – №. 23. – С. 16-19.
7. Борисова Ю. П., Майсурадзе О. Я. Методы изготовления парощелочных ячеек поглощения с различными покрытиями и их сравнительные характеристики //Геомагнитное приборостроение М. Наука - 1977. - С. 36-39.
8. Gibbs H. M., Hull R. J. Spin-Exchange Cross Sections for Rb 87-Rb 87 and Rb 87-Cs 133 Collisions //Physical Review. – 1967. – Т. 153. – №. 1. – С. 132.
9. Балабас М. В., Бонч-Бруевич В. А., Провоторов С. В. Методика изготовления ячеек для прецизионных квантовых магнитометров //Тезисы докладов 1 Всесоюзного семинара "Квантовые магнитометры", Л., ГОИ им.С.И.Вавилова - 1988. - С. 55-56.
10. Singh G., Dilavore P., Alley C. O. A technique for preparing wall coated cesium vapor cells //Review of Scientific Instruments. – 1972. – Т. 43. – №. 9. – С. 1388-1389.
11. Горященко В. Б. Способ изготовления парощелочных ячеек поглощения для квантовых магнитометров. //Геофизическая аппаратура Л. Недра. – 1982. -вып.75 – С. 9-13.
12. Быков Д. В. и др. Получение современных нераспыляемых газопоглотителей //Вакуумная наука и техника. Материалы XVIII научно-технической конференции. – МИЭМ, 2011. – С. 101-104.
13. Budker D., Romalis M. Optical magnetometry //Nature Physics. – 2007. – Т. 3. – №. 4. – С. 227-234.

14. Bouchiat M. A. //Ph.D. thesis, Université de Paris -1964.
15. Balabas M. V., Karuzin M. I., Pazgalev A. S. Experimental investigation of the longitudinal relaxation time of electronic polarization of the ground state of potassium atoms in a cell with an antirelaxation coating on the walls //JETP letters. – 1999. – T. 70. – №. 3. – C. 196-200.
16. Bernheim R. A. Spin relaxation in optical pumping //The Journal of Chemical Physics. – 1962. – T. 36. – №. 1. – C. 135-140.
17. McNeal R. J. Disorientation cross sections in optical pumping //The Journal of Chemical Physics. – 1962. – T. 37. – №. 11. – C. 2726-2727.
18. Kastler A. Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique //J. phys. radium. – 1950. – T. 11. – №. 6. – C. 255-265.
19. Cohen-Tannoudji C., Kastler A. I optical pumping //Progress in optics. – 1966. – T. 5. – C. 1-81.
20. Aminoff C. G., Pinard M. Velocity selective optical pumping //Journal de Physique. – 1982. – T. 43. – №. 2. – C. 263-277.
21. Pinard M., Aminoff C. G., Laloë F. Velocity-selective optical pumping and Doppler-free spectroscopy //Physical Review A. – 1979. – T. 19. – №. 6. – C. 2366.