

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Объединенный институт высоких температур
Российской академии наук

На правах рукописи

Вильшанская Евгения Владимировна

**Экспериментальное исследование ультрахолодной плазмы
кальция-40**

Специальность 1.3.9 — физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, Зеленер Борис Борисович

Москва — 2021

Оглавление

Введение	4
1. Лазерное охлаждение атомов кальция-40	11
1.1 Принцип лазерного охлаждения	12
1.2 Вакуумная система	15
1.2.1 Источник атомного пучка	17
1.2.2 Зеемановский замедлитель	19
1.3 Свойства атома кальция-40	24
1.4 Оптическая часть установки	26
1.4.1 Стабилизация частоты охлаждающего излучения 423 нм	27
1.4.1.1 Газовые кюветы для спектроскопии	29
1.4.2 Стабилизация частоты излучения оптической накачки 672 нм	34
1.5 Характеристики облака холодных атомов кальция-40, захвачен- ного в МОЛ	34
1.5.1 Контроль интенсивности флуоресценции облака атомов кальция	34
1.5.2 Время жизни атомов в МОЛ	35
1.5.3 Концентрация и количество атомов в ловушке	37
1.5.3.1 Поглощение излучения, проходящего через об- лако атомов	37
1.5.3.2 Измерение пространственного распределения концентрации атомов	39
1.5.4 Оценка температуры облака атомов методом баллисти- ческого разлета	43
1.6 Основные результаты главы 1	45

2. Реализация высоковозбужденных состояний атомов кальция-40	46
2.1 Регистрация и идентификация ридберговских состояний	47
2.2 Калибровка измерителя длины волны	49
2.3 Определение порога ионизации атома кальция-40	51
2.4 Когерентное возбуждение ридберговских состояний	55
2.4.1 Определение температуры облака атомов методом дифференциальной двухфотонной спектроскопии	56
2.5 Основные результаты главы 2	61
3. Ультрахолодная плазма кальция-40	63
3.1 Схема реализации стационарной плазмы	64
3.1.1 Стабилизация частот источников лазерного излучения для создания и подсветки ионов	66
3.2 Регистрация облака ионов	69
3.3 Оценка стационарной концентрации ионов	71
3.4 Исследование кинетики плазмы кальция-40	73
3.5 Некоторые оценки параметров стационарной ультрахолодной плазмы	76
3.6 Резонанс когерентного пленения населенностей в спектре флуоресценции ионов кальция в Λ -схеме	80
3.7 Автоионизация высоковозбужденных атомов	84
3.8 Основные результаты главы 3	92
Заключение	93
Благодарности	95
Список литературы	96
А. Усилитель	107

Введение

Актуальность работы. В связи с развитием лазерной техники и исследований охлажденных газов в магнитооптической ловушке (МОЛ) [1] появилось новое направление в изучении сильно неидеальной плазмы [2, 3]. В настоящей работе показана возможность получения ультрахолодной плазмы в стационарном режиме с концентрацией до 10^6 см^{-3} с помощью ионизации охлажденных в МОЛ атомов кальция-40. Исследования свойств ультрахолодной неидеальной плазмы малой плотности дают представление о свойствах более плотной плазмы [4, 5], изучаемой в задачах, связанных с физикой высоких плотностей и энергий, в том числе имеющей отношение к проблеме термоядерного синтеза. Кинетические и переносные свойства плазмы могут быть выражены через параметр неидеальности, обозначающий отношение средней потенциальной энергии взаимодействия частиц к их средней кинетической энергии. Неидеальная плазма различной природы с одинаковым параметром неидеальности является подобной и имеет одинаковые кинетические и переносные свойства, а значит такие свойства неидеальной низкотемпературной плазмы, как диффузия, проводимость, теплопроводность, вязкость, сечения столкновений, рекомбинация, временная эволюция и др. могут быть использованы для изучения высокотемпературной плазмы с аналогичным значением параметра неидеальности.

Изучение ультрахолодной плазмы также имеет практическую ценность в области ионной [6] и электронной микроскопии [7]. Так авторы [8] представили модификацию ионного микроскопа, которая позволила достичь фокусировки ионного пучка до пятна размером $5,8 \pm 1,0 \text{ нм}$. Однако при этом имеет ме-

сто эффект саморазогрева плазмы (Disorder-Induced Heating – DIH), который препятствует уменьшению расходимости пучка и увеличению разрешающей способности микроскопа. В работе [9] рассматривается возможность возбуждения холодных нейтральных атомов в плазму через ридберговские состояния. За счет эффекта дипольной блокады ридберговские атомы создают упорядоченную структуру, после чего атомы в ридберговских состояниях возбуждаются в изначально упорядоченную плазму, и эффект DIH может быть подавлен. Хотя ионный микроскоп оказывает разрушающее действие на исследуемый образец, такой ионный пучок хорошо подходит для высокоточного «выжигания» наноструктур и добавления примесей в полупроводники.

Целью данной работы является экспериментальное исследование свойств ультрахолодной неидеальной плазмы кальция-40 в стационарном режиме, полученной надпороговой ионизацией охлажденных в магнитооптической ловушке атомов.

Для достижения этих целей были поставлены и решены следующие **задачи**:

- Собрать вакуумную и оптическую части установки по лазерному охлаждению атомов кальция-40.
- Исследовать параметры созданной магнитооптической ловушки.
- Реализовать возбуждение захваченных в магнитооптическую ловушку атомов кальция-40 в ридберговские состояния с главным квантовым числом от 40 до 120.
- Реализовать схему получения и регистрации ультрахолодной неидеальной плазмы кальция в стационарном режиме; провести исследование основных параметров плазмы.

Научная новизна полученных результатов. Впервые создана уникальная установка по лазерному охлаждению атомов кальция-40 с непрерывным режимом работы фотоионизирующих лазеров, позволяющая создавать и исследовать ультрахолодную неидеальную плазму в стационарном режиме.

При помощи метода двухфотонной спектроскопии были измерены энергии ридберговских переходов в n^1S_0 -состояния атомов ^{40}Ca для $n = 40 - 120$, по которым получено значение потенциала ионизации $49305,91966(4) \text{ см}^{-1}$, являющееся самым точным на данный момент.

Впервые получена ультрахолодная плазма в стационарном режиме с концентрацией до 10^6 см^{-3} при помощи надпороговой ионизации охлажденных в магнитооптической ловушке атомов кальция-40.

Создан новый метод диагностики разреженной ультрахолодной плазмы на основе эффекта автоионизации ридберговских состояний атомов кальция-40, позволяющий детектировать плазму с концентрацией ионов до 10^3 см^{-3} , что соответствует напряженности электрического поля порядка 10^{-2} В/м .

Практическая значимость полученных результатов. Определение наиболее точного значения потенциала ионизации позволяет увеличить точность расчета абсолютных значений энергий ридберговских переходов в атомах кальция-40 и настройки начальной температуры электронов в экспериментах по созданию ультрахолодной плазмы.

Исследуемые в работе свойства ультрахолодной плазмы с концентрацией до 10^6 см^{-3} дают представление о физике плазмы с более высокой плотностью и энергией, так как неидеальная плазма различной природы с одинаковым параметром неидеальности является подобной и имеет одинаковые кинетические и переносные свойства. Также изучение ультрахолодной неидеальной плазмы кальция позволит улучшить разрешающую способность ионных просвечивающих микроскопов путем создания плазмы с упорядоченной структурой.

Разработанная экспериментальная установка является универсальной. Некоторые модификации установки позволят использовать ее для различного спектра направлений, например, в области метрологии и задачах создания квантовых компьютеров.

Основные научные положения, выносимые на защиту:

- Реализовано лазерное охлаждение и захват в магнитооптическую ловушку порядка $3 \cdot 10^7$ атомов кальция-40.
- Порог ионизации атомов кальция-40 составляет $49305,91966(4) \text{ см}^{-1}$, что является наиболее точным значением по сравнению с известными данными.
- Получена стационарная ультрахолодная плазма с концентрацией до 10^6 см^{-3} с помощью надпороговой ионизации охлажденных в магнитооптической ловушке атомов кальция-40.
- Разработан чувствительный метод диагностики разреженной ультрахолодной плазмы на основе эффекта автоионизации ридберговских состояний атомов кальция-40, позволяющий детектировать плазму с концентрацией ионов до 10^3 см^{-3} .

Апробация работы. Основные результаты по теме диссертации докладывались и обсуждались на Международной конференции XXXII International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (Эльбрус, Кабардино-Балкария, Россия, 2017); Международной конференции XXXIII International Conference on Equations of State for Matter (Эльбрус, Кабардино-Балкария, Россия, 2018); XXIV международной научно-технической конференции студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика» (НИУ «МЭИ», Москва, Россия, 2018); Всероссийской научной конференции «Физика ультрахолодных атомов» (Академгородок, Новосибирск,

Россия, 2018); Международной конференции XXXIV International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (Эльбрус, Кабардино-Балкария, Россия, 2019); XXV международной научно-технической конференции студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика» (НИУ «МЭИ», Москва, Россия, 2019); Международной конференции XXXV International Conference on Equations of State for Matter (Эльбрус, Кабардино-Балкария, Россия, 2020); Всероссийской научной конференции «Физика ультрахолодных атомов» (Академгородок, Новосибирск, Россия, 2020); Международной конференции XXXVI International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (Эльбрус, Кабардино-Балкария, Россия, 2021).

Публикации. Основные результаты работы изложены в следующих рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК:

1. *Sautenkov, V.A.* Power broadening of two-photon coherent resonances on Rydberg atomic transitions in a magneto-optical trap / V.A. Sautenkov, S.A. Saakyan, E.V. Vilshanskaya, B.V. Zelener, B.V. Zelener // *Journal of Russian Laser Research*. — 2017. — Vol. 38., no. 1. — Pp. 91-95.
2. *Зеленер, Б.Б.* Когерентное возбуждение ридберговских состояний в холодном газе атомов ^{40}Ca / Б.Б. Зеленер, И.Д. Аршинова, А.А. Бобров, Е.В. Вильшанская, С.А. Саакян, В.А. Саутенков, Б.В. Зеленер, В.Е. Фортов // *Письма в ЖЭТФ*. — 2018. — Vol. 108., no. 12. — Pp. 829-833.
3. *Зеленер, Б.Б.* Измерение температуры оптически охлажденных атомов кальция с использованием метода дифференциальной двухфотонной спектроскопии / Б.Б. Зеленер, А.А. Бобров, Е.В. Вильшанская, И.Д. Аршинова, С.А. Саакян, В.А. Саутенков, Б.В. Зеленер, В.Е. Фортов // *ДАН*. — 2018. — Vol. 485., no. 3. — Pp. 281-284.
4. *Vilshanskaya, E.V.* Saturation spectroscopy of calcium atomic vapor in hot quartz

- cells with cold windows / E.V. Vilshanskaya, S.A. Saakyan, V.A. Sautenkov, D.A. Murashkin, B.B. Zelener, B.V. Zelener // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2018. — Vol. 946., no. 1. — Pp. 012130.
5. Зеленер, Б.Б. Измерение энергий ридберговских переходов в n^1S_0 состояния и порога ионизации атомов ^{40}Ca / Б.Б. Зеленер, С.А. Саакян, В.А. Саутенков, Е.В. Вильшанская, Б.В. Зеленер, В.Е. Фортов // *Письма в ЖЭТФ*. — 2019. — Vol. 110., no. 12. — Pp. 767-771.
6. Vilshanskaya, E.V. The setup for laser cooling and trapping of calcium atoms / E.V. Vilshanskaya, S.A. Saakyan, V.A. Sautenkov, B.B. Zelener // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2019. — Vol. 1147., no. 1. — Pp. 012097.
7. Zelener, B.B. Differential two-photon spectroscopic measurements of cold atoms temperature with variable angle between probe beams / B.B. Zelener, E.V. Vilshanskaya, S.A. Saakyan, I.D. Arshinova, A.A. Bobrov, V.A. Sautenkov, B.V. Zelener // *Laser Physics*. — 2020. — Vol. 30., no. 2. — Pp. 025501.
8. Зеленер, Б.Б. Диагностика разреженной ультрахолодной плазмы на основе эффекта автоионизации ридберговских состояний атомов ^{40}Ca / Б.Б. Зеленер, Е.В. Вильшанская, С.А. Саакян, В.А. Саутенков, Б.В. Зеленер, В.Е. Фортов // *Письма в ЖЭТФ*. — 2021. — Vol. 113. no. 2. — Pp. 92-95.

Личный вклад автора заключается в выполнении основного объема экспериментальных исследований, изложенных в диссертационной работе. Все выносимые на защиту результаты и положения получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор принимал активное участие в расчете и создании вакуумной и оптической частей установки, реализации стационарной концентрации ультрахолодной плазмы кальция, а также анализе и интерпретации полученных экспериментальных данных. Научный вклад автора является определяющим.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и приложения. Полный объем диссертации составляет 108 страниц текста с 35 рисунками и 6 таблицами. Список литературы содержит 82 наименования.

Глава 1. Лазерное охлаждение атомов кальция-40

Метод лазерного охлаждения был предложен в 1975 году Т. Хэншем и А. Шавловым [10]. В 1979 году группой под руководством В.С. Летохова [11] был проведен первый эксперимент по торможению пучка атомов натрия оптическим излучением. Одним из распространенных способов охлаждения и захвата нейтральных атомов является магнитооптическая ловушка. Преимуществами данного метода охлаждения являются низкие температуры и скорости атомов, что означает практически полное отсутствие доплеровского уширения, возможность манипулировать атомами, большие времена взаимодействия излучения с холодными атомами, высокая степень локализации атомов в пространстве, а также возможность контроля абсолютного количества атомов и их концентрации. Первая магнитооптическая ловушка была спроектирована и реализована американским физиком Стивеном Чу в 1987 году. В 1997 году за пионерские работы в области лазерного охлаждения Стивен Чу, Уильям Филипс и Клод Коэн-Таннуджи были удостоены Нобелевской премии по физике [12].

В последние годы атомы щелочноземельных элементов привлекли интерес специалистов по лазерному охлаждению по ряду причин. Четные изотопы этой группы не имеют ядерного спина и, как следствие, имеют невырожденное синглетное основное состояние. Это дает почти идеальную двухуровневую структуру энергетических уровней, что значительно упрощает теорию, связанную с взаимодействием атомов со светом. Однако добавление спинов внешних электронов приводит к триплетной схеме уровней энергии, связанной с основным

состоянием через узкие резонансы, известные как интеркомбинационные линии (в случае с ^{40}Ca это переход $4s^2\ ^1S_0 - 4s4p\ ^3P_2$). Такие узкие резонансы используются в работах по лазерному охлаждению для частотной метрологии [13, 14]. Переход $4s^2\ ^1S_0 - 4s4p\ ^3P_2$ в кальции является достаточно узким, чтобы облегчить лазерное охлаждение до чрезвычайно низких температур. Однако прямое охлаждение на этом переходе невозможно, поскольку результирующая спонтанная сила недостаточно велика, чтобы преодолеть гравитацию (в отличие от стронция, где интеркомбинационная линия шире).

1.1. Принцип лазерного охлаждения

Резонансное взаимодействие света с атомами происходит, если энергия фотона совпадает с одним из энергетических переходов атома. Для простоты описания принципа лазерного охлаждения рассмотрим атомный пучок, движущийся навстречу оптическому излучению. Если энергия фотона совпадет с атомным переходом, то произойдет поглощение фотона, и атом перейдет в возбужденное состояние. Затем атом спонтанно распадается обратно в основное состояние, излучая при этом фотон. Флуоресценция за счет испускания фотонов изотропна, так как спонтанное излучение равновероятно по всем направлениям. При усреднении по времени импульс, переданный атому за счет спонтанного излучения, стремится к нулю, а так как поглощение происходит только в одном направлении, то в результате скорость движения атома уменьшается.

Для реализации эффективного охлаждения необходимо повторить процесс поглощения – испускания фотонов большое число раз. Но после нескольких таких циклов скорость атомов уменьшается, и происходит изменение резонансной частоты атомного перехода вследствие эффекта Доплера. Для реализации замедления атомов в широких пределах необходимо либо подстраивать частоту

лазерного излучения под энергию оптического перехода, либо изменять частоту перехода, чтобы она находилась в резонансе с оптической частотой на протяжении всего процесса охлаждения. Первый метод называется чирпирование, и для его реализации используются лазеры с широким диапазоном перестройки длины волны излучения [15]. Но чаще всего применяют метод, основанный на эффекте Зеемана, в котором частота атомного перехода подстраивается с помощью магнитного поля [1, 16]. Данный метод был реализован в рамках настоящей работы для охлаждения атомов кальция-40.

Идея лазерного охлаждения состоит в следующем: движущийся пучок атомов распространяется навстречу лазерному излучению. При поглощении встречного фотона импульс атома изменяется, а значит и его скорость меняется на величину:

$$\Delta v = \frac{\hbar k}{m}, \quad (1.1)$$

где \hbar — приведенная постоянная Планка, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны лазерного излучения, m — масса атома. При каждом акте поглощения скорость атомов кальция уменьшится на 2,4 см/с. Для эффективного замедления этот процесс должен повториться порядка $3 \cdot 10^4$ раз.

При поглощении фотона атом переходит в возбужденное состояние, после чего релаксирует обратно в основное, излучая при этом фотон. Фотоны излучаются в произвольных направлениях с симметричным распределением (изотропно), поэтому вклад излученных фотонов в импульс атома равен нулю. Поглощение только встречных фотонов и хаотичное направление излученных делают возможным лазерное охлаждение.

Так как лазерное охлаждение достигается за счет большого количества циклов «поглощения – спонтанного излучения», то для реализации эффективного замедления атом должен обладать такой внутренней структурой, чтобы

после поглощения фотона внешний электрон возвращался в первоначальное состояние. В качестве охлаждающего перехода в атоме кальция был выбран переход $4s^2 \ ^1S_0 - 4s4p \ ^1P_1$. Схема уровней атомов кальция представлена на рисунке 1.1 в разделе 1.3.

Интенсивность насыщения охлаждающего перехода I_{sat} определяется следующим соотношением:

$$I_{sat} = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda^3 \tau}, \quad (1.2)$$

где \hbar – постоянная планка, c – скорость света.

Отсюда параметр насыщения:

$$S_0 = \frac{I_{sat}}{I_{las}}, \quad (1.3)$$

где I_{las} – интенсивность лазерного излучения.

Силу, действующую на атом, можно записать выражением [17]:

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + (\frac{2\Delta}{\Gamma})^2}, \quad (1.4)$$

где Δ – отстройка частоты излучения, в которой при рассмотрении движущегося атома необходимо учесть частотный сдвиг за счет эффекта Доплера $k v$ и сдвиг за счет эффекта Зеемана из-за наличия магнитного поля $\frac{\mu_B}{\hbar} B$:

$$\Delta(z) = \Delta_0 + k v(z) - \frac{\mu_B}{\hbar} B(z), \quad (1.5)$$

где Δ_0 – отстройка охлаждающего излучения от частоты атомного перехода, $B(z)$ – распределение индукции магнитного поля вдоль направления движения атомов, рассчитанное из соотношения $\Delta(z) = 0$. Необходимый для эффективного замедления атомов кальция-40 профиль магнитного поля, компенсирующего отстройку частоты охлаждающего излучения от резонанса из-за эффекта

Доплера, формировался с помощью зеемановского замедлителя, подробно описанного в разделе 1.2.2.

1.2. Вакуумная система

В качестве материала основной вакуумной части установки, а именно печки, в которой находится кусочек металлического кальция, сердечника зеемановского замедлителя и камеры МОЛ была выбрана нержавеющей сталь. Выбор материала определен тем, что внутри системы будет поддерживаться вакуум порядка 10^{-10} Торр, и газовыделения внутренних поверхностей камеры является нежелательным. На рисунке 1.1 представлена фотография вакуумной части установки.



Рис. 1.1 — Фотография установки по лазерному охлаждению атомов кальция-40

Чертежи печки и основной вакуумной камеры были разработаны в ИПФ РАН и изготовлены в компании MDC Vacuum Products. Более подробное описание вакуумной системы можно найти в работе [18]. Также были изготовлены держатели и крепления для основной вакуумной части установки из алюминия.

Вакуумная часть установки собрана из компонентов компании MDC Vacuum Products.

Для создания и поддержания в системе достаточного уровня вакуума откачка воздуха проводилась в несколько этапов. Первый этап — откачка с помощью роторного насоса Agilent Technologies SH-110, позволяющего получить вакуум порядка $10^{-2} - 10^{-3}$ Торр. Выбор роторного насоса обусловлен тем, что в отличие от масляного, нет риска попадания масла в основную часть установки. Предыдущий опыт работы с вакуумной техникой показал, что даже использование масляного насоса с функцией блокировки подачи масла в откачиваемую область не исключает этого. После предварительной откачки воздуха появилась возможность подключения турбомолекулярного насоса Agilent Technologies TwisTorr 84 FS, который не может работать при нормальном атмосферном давлении. Роторный и турбомолекулярный насосы включены в систему последовательно, при этом первый подключен в сеть через источник бесперебойного питания, чтобы предотвратить поломку турбомолекулярного насоса при внезапном отключении электроэнергии. На данном этапе был получен вакуум порядка $10^{-5} - 10^{-6}$ Торр.

На втором этапе происходила откачка воздуха при одновременном отжиге системы при температуре порядка 300°C . Вся установки была равномерно обмотана нагревательными лентами OMEGALUX Rope Heaters FGR Series и обернута пятью слоями фольги. Для непрерывного контроля температуры отжига использовались 12 термодатчиков, расположенных с внешней стороны металлической конструкции в тех узлах, которые не рекомендуется сильно нагревать (например, стеклянные окна МОЛ или вакуумные ключи, позволяющие отсекающие некоторые части установки). Отжиг зеemanовского замедлителя осуществлялся путем включения его на максимально возможный ток, при этом температура на его концах составляла $150 - 180^{\circ}\text{C}$. Отжиг и откачка проводились непрерывно

около недели без подключенных к системе ионных насосов.

Третий этап состоял в получении глубокого вакуума с помощью ионного (магниторазрядного) насоса Varian Ion pump VacIon и ионно-геттерного насоса фирмы SAES NEXToRr D 200-5. Для подключения ионных насосов в отожженную на предыдущем этапе установку был закачан аргон через специальный клапан. Далее откручивался один из фланцев, и при непрерывной подаче инертного газа поочередно монтировались ионные насосы. Затем из системы вновь откачивался газ с помощью комбинации роторного и турбомолекулярного насосов, и при достижении вакуума порядка 10^{-5} Торр включался ионный насос компании Varian. Перед запуском ионного насоса SAES, сначала проводилась активация его геттерной части путем отжига в течение часа встроенным нагревательным элементом. Используемый геттерный насос достаточно эффективно сорбирует инертные газы и углеводороды, а также мелкие частицы титана, которые, непрерывно выбрасываются ионными насосами во время работы, тем самым снижая потенциальное загрязнение вакуумной системы.

В результате такой схемы реализации глубокого вакуума в системе удалось получить давление порядка 10^{-10} Торр, которое контролируется по току ионных насосов.

Ионный и ионно-геттерный вакуумные насосы работают непрерывно, роторный и турбомолекулярный насосы отключались и отсекались от основной вакуумной части установки после выхода высоковакуумных насосов на стационарный режим работы.

1.2.1. Источник атомного пучка

В качестве источника атомного пучка используется стальной резервуар (печка), конструкция которого была разработана в ИПФ РАН. Кусочек металлического кальция был заложен внутрь печки в собранной из оргстекла камере,

которая заполнялась аргоном для предотвращения окисления кальция на воздухе. Печка отсекается от остальной части установки с помощью вакуумного ключа, так что закладку кальция можно производить независимо от давления в другой части установки. Мы загружали кусочек кальция до этапа отжига установки и полной откачки системы, чтобы избежать подачи на вакуумный ключ большого градиента давлений с разных сторон, так как это может привести к его поломке.

Печка была обмотана нагревательной лентой OMEGALUX SWH171-060¹, уложена в корпус, вырезанный из шамотного кирпича и обернута 8-10 слоями фольги. Непрерывный контроль температуры осуществляется с помощью многоканального контроллера МИТ-12 и пяти термопар.

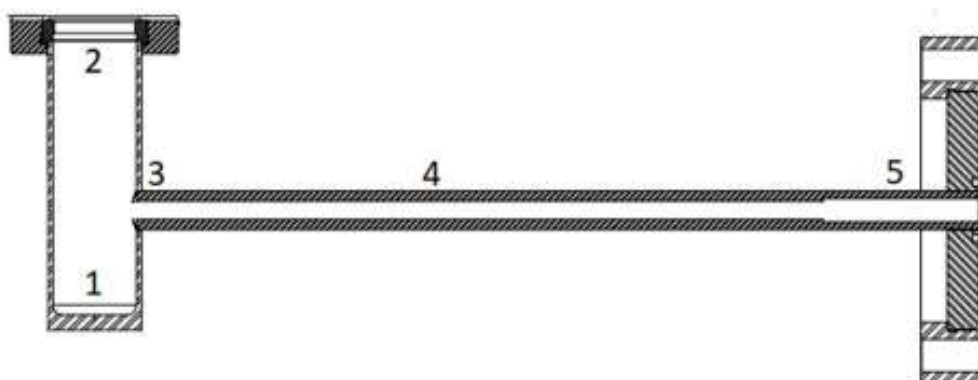


Рис. 1.2 — Схема печи; распределение температуры в разных точках печи: 1 – 522°C; 2 – 532°C; 3 – 538°C; 4 – 515°C; 5 – 355°C

Печка состоит из резервуара для кальция и тонкой трубки для коллимации атомного пучка (рисунок 1.2). Более подробное описание конструкции печи, благодаря которому не происходит оседания атомов на стенках и «закупоривания» трубки, приведено в работе [18].

¹По спецификации эта нагревательная лента имеет максимальную рабочую температуру 760°C, при этом температура плавления кальция порядка 840°C. Изначально нами предполагалось перегреть ленту на несколько десятков градусов, что привело бы, скорее всего, к частичному разрушению внешней оболочки ленты и невозможности использовать ее повторно, так как при попытке ее размотать она бы раскрошилась. При необходимости получить доступ к резервуару с кальцием планируется просто заменить ленту на новую. В разделе 1.4.1 описано, почему была подобрана небольшая рабочая температура источника атомного пучка, а, следовательно, и увеличена долговечность нагревательной ленты.

1.2.2. Зеемановский замедлитель

Распределение магнитного поля вдоль оси зеемановского замедлителя должно быть таким, чтобы на всем протяжении движения атомов отстройка частоты охлаждающего излучения (Δ в формуле (1.5)), направленного навстречу атомному пучку, была равна 0. Тогда, зная силу, действующую на атом и определенную в выражении (1.4), можно определить ограничение на максимальное ускорение атомов как:

$$a_{max} = \hbar k \frac{\Gamma S_0}{2m(1 + S_0)}. \quad (1.6)$$

Скорость атомов в начальный момент определяется температурой печи, которая составляет порядка 550°C для получения необходимого давления насыщенных паров. Среднеквадратичная скорость теплового движения атомов на входе в зеемановский замедлитель:

$$v_T = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}}, \quad (1.7)$$

где k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

Скорость атомного пучка при движении вдоль оси замедлителя z определяется кинематическим уравнением:

$$v(t) = v_T - 2a_{max}t. \quad (1.8)$$

Тогда пройденный атомами путь:

$$S_a(t) = v_T t - \frac{1}{2} a_{max} t^2. \quad (1.9)$$

Расчет пройденного атомами пути необходим для определения эффективной длины зеемановского замедлителя L_z , которое было получено исходя из

соображений, что конечная скорость атомов должна быть равна 0, время пролета атомов $t = v_i/2a_{max}$, тогда:

$$L_z = \frac{3v_T^2}{8a_{max}} = 256 \text{ мм.} \quad (1.10)$$

Эффективная длина зеемановского замедлителя получилась равной 25,6 см (расчет производился исходя при интенсивности охлаждающего атомный пучок излучения порядка 100 мВт/см²).

Для определения распределения магнитного поля $B(z)$ будем исходить из предположения, что эффект Зеемана, возникающий из-за наличия магнитного поля, должен компенсировать доплеровский сдвиг в каждый момент времени на всей длине замедлителя L_z . В результате приходим к следующему выражению:

$$kv(z) = \frac{\mu_B}{\hbar} B(z). \quad (1.11)$$

Формула справедлива при нулевой отстройке частоты лазерного излучения от резонанса.

На входе в замедлитель ($z = 0$) магнитное поле должно быть максимальным:

$$B_0 = \frac{\hbar kv_i}{\mu_B} = 0.125 \text{ Тл} = 1250 \text{ Гс.} \quad (1.12)$$

В результате, с учетом отстройки частоты лазерного излучения Δ_0 и магнитного поля $B_{offset} = \hbar\Delta_0/\mu_B$, получим следующее выражение для распределения поля:

$$B(z) = B_0 \sqrt{1 - \frac{z}{L_z}} - B_{offset}. \quad (1.13)$$

Исходя из описанной выше модели, было построено теоретическое распределение магнитного поля, представленное на рисунке 1.3.

Зеемановский замедлитель состоит из двух катушек — прямой и обратной.

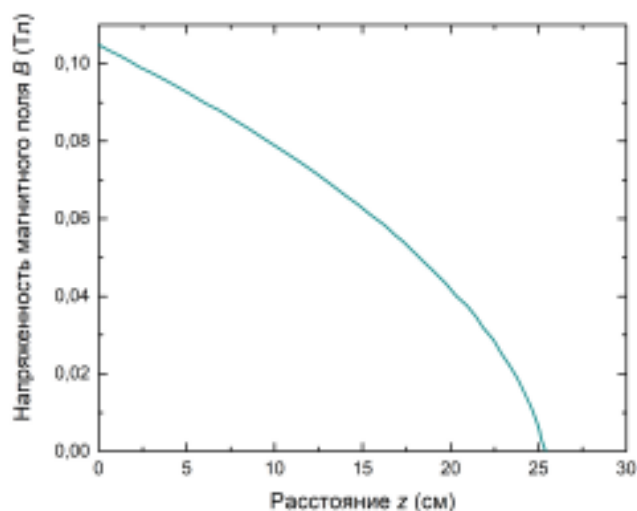


Рис. 1.3 — Теоретически рассчитанное распределение магнитного поля вдоль оси зеemanовского замедлителя z

Прямая катушка используется для замедления атомов, вылетающих из печки со скоростью 715 м/с, до скорости 25 м/с. Обратная — меняет направление магнитного поля на выходе до отрицательного значения -143 Гс, чтобы перевести атомы в прозрачное для лазерного излучения состояние и прервать процесс замедления, чтобы не допустить ускорения атомов в обратном направлении. Сердечник зеemanовского замедлителя был заказан длиной 500 мм с учетом наличия обратной катушки, а также невозможности при намотке класть витки идеально вплотную друг к другу. В результате экспериментов было выявлено, что созданный зеemanовский замедлитель достаточно эффективно работает и без обратной катушки, так что в настоящий момент она не используется.

Магнитное поле внутри катушки легко найти, используя закон Био-Савара-Лапласа. Обратная же задача является более трудной, учитывая, что для создания теоретически рассчитанного распределения поля соленоид будет представлять собой катушку переменного радиуса. Для определения оптимальной намотки замедлителя была написана программа в пакете MatLab. Подбор количества ступеней проводился опытным путем, учитывая, что намотка будет

производиться медным прямоугольным профилем размерами $2,65 \times 4$ мм (размер с изоляцией $2,77 \times 4,12$ мм). Программа подстраивала магнитное поле под теоретическую модель, приведенную на рисунке 1.3, и подбирала размер ступеней. Результат расчета представлен на рисунке 1.4.

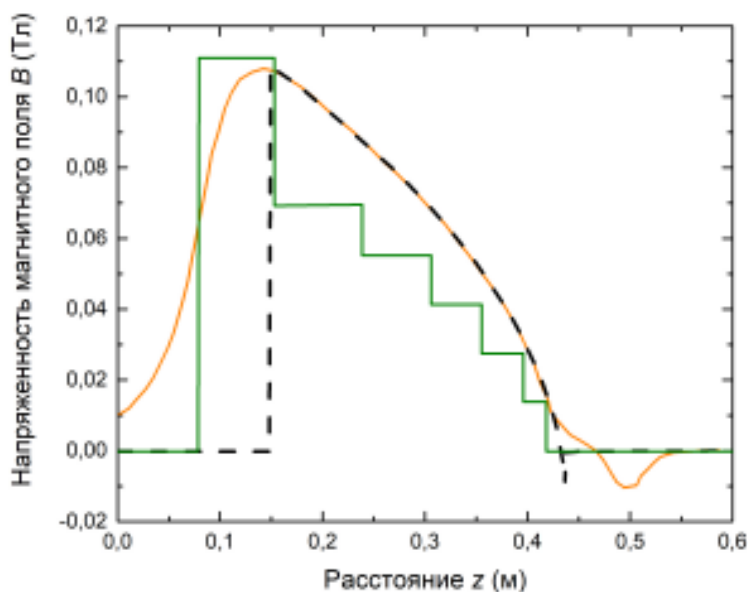


Рис. 1.4 — Результат расчета зеемановского замедлителя. Пунктирная кривая — теоретически рассчитанное идеальное магнитное поле, оранжевая кривая — результат подгонки магнитного поля к идеальному распределению, зеленая кривая — подбор ступеней катушки соленоида под получившуюся оранжевую кривую

В результате расчета катушки зеемановского замедлителя получилось, что необходимо создать 6-и ступенчатый соленоид (количество витков в каждом слое см. в таблице 1.1), намотанный на сердечник радиусом 27 мм.

Таблица 1.1 — Результат расчета катушки зеемановского замедлителя

№ ступени	1	2	3	4	5	6
Количество витков в слое	19	21	16	12	10	6
Количество слоев	36	20	16	12	8	4

При протекании тока по катушке зеемановского замедлителя происходит нагрев катушек, поэтому необходимо было решить задачу минимизации рабо-

чей температуры замедлителя, так как излишний нагрев части вакуумной установки приводит к увеличению давления во всей системе. Важно отметить, что лазерные источники, чувствительные к колебанию окружающей температуры, находятся на отдельном столе и изолированы от горячих частей установки. Для обеспечения лучшей теплопроводности в качестве провода намотки был выбран медный прямоугольный профиль, обеспечивающий более плотную упаковку слоев в отличие от профиля круглого сечения. Провод марки ПЭЭИП1-180 ПЭК с изоляцией из эмали, выдерживающей высокие температуры (до 180°С). Для повышения теплопроводности между слоями, а также во избежание возникновения воздушных полостей между витками, каждый слой намотки промазывался довольно густым слоем термопасты КПТ-8, с рабочим интервалом температур от -60°С до 180°С. Для увеличения площади поверхности, с которой должно отводиться тепло, было предложено пассивное охлаждение с помощью ребристых алюминиевых радиаторов. Под радиаторы также наносился слой термопасты. Для улучшения теплоотвода дополнительно со стороны ступени с наибольшим количеством витков был закреплен медный диск толщиной 6 мм и диаметром в два раза превышающим высоту намотки. Также примерно на половину полого сердечника в начале зеэмановского замедлителя были сделаны медные вставки.

Медная часть трубы замедлителя имеет продольную канавку по всей длине шириной 3 мм и глубиной 1,3 мм. Для контроля нагрева в этой части соленоида была изготовлена и помещена в канавку подходящая по размеру термопара хромель-алюмель, откалиброванная по имеющимся заводским термопарам.

Намотка соленоида была произведена на токарном станке. Для закрепления трубы зеэмановского замедлителя были изготовлены соответствующие крепежи, так как внутренний диаметр трубы имеет маленький размер, а также нежелательным было попадание пыли и грязи внутрь вакуумной части установки. Намотка всей катушки велась одним проводом: делался слой витков в

прямом и затем слой витков в обратном направлении. Выводы провода были закреплены на медном диске.

1.3. Свойства атома кальция-40

Кальций встречается в природе в виде смеси шести изотопов: ^{40}Ca , ^{42}Ca , ^{43}Ca , ^{44}Ca , ^{46}Ca и ^{48}Ca , первые пять из которых стабильны, а наиболее распространенный ^{40}Ca составляет 96,97% природной смеси. Масса атома кальция-40 $m = 6,655 \cdot 10^{-26}$ кг. Температура плавления кальция $838,85^\circ\text{C}$ [19]

Атом кальция имеет два валентных электрона на внешней оболочке. Спин ядра ^{40}Ca равен $I = 0$. Так как атомный номер кальция в периодической системе Менделеева $Z_{\text{Ca}} = 20$, то исходя из приближения Рассел-Саундерса полный момент электронной оболочки $J = L + S$, где L и S – полный орбитальный и спиновый моменты, равные $L = 0$ и $S = 0$ соответственно. Таким образом, для полного момента атома кальция $F = J + I$ возможно одно состояние $F = 0$.

На рисунке 1.5 приведена схема энергетических уровней атома кальция-40.

Основное состояние $4s^2 \ ^1S_0$. Это состояние не имеет тонкой или сверхтонкой структуры из-за отсутствия ядерного спина. Для охлаждения атомов кальция используется переход $4s^2 \ ^1S_0 - 4s4p \ ^1P_1$, частота которого равна $709078373,01(35)$ МГц [20] (далее в тексте это лазерное излучение обозначается как излучение с длиной волны 423 нм). Существует вероятность, что атомы из состояния $4s4p \ ^1P_1$ распадутся в состояние $3d4s \ ^1D_2$, а затем в состояния $4s4p \ ^3P_1$ и 3P_2 . Уровень 3P_2 является метастабильным, а его время жизни составляет 118 минут [21]. В результате чего значительная часть атомов выводится из цикла охлаждения, что ограничивает время жизни атомов кальция в МОЛ. Для предотвращения данного процесса используется излучение, возбуждающее атом с уровня $3d4s \ ^1D_2$ на уровень $4s5d \ ^1P_1$, из которого с высокой

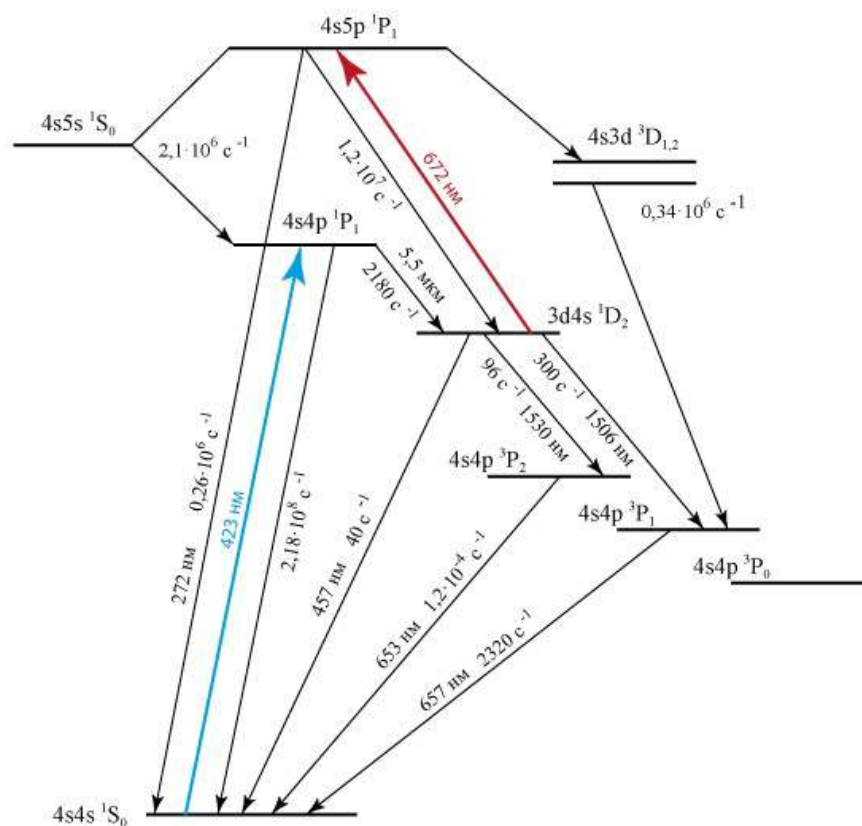


Рис. 1.5 — Схема энергетических уровней атома кальция-40; цветными стрелками указаны используемые для лазерного охлаждения атомные переходы

вероятностью атом снова распадается в основное состояние и возвращается в циклический процесс охлаждения. Частота перехода $3d4s\ ^1D_2 - 4s5d\ ^1P_1$ равна $446150837(13)$ МГц [22].

Важным параметром является время жизни электрона τ на уровне $4s4p\ ^1P_1$, которое составляет $4,59$ нс [23], а естественная ширина спектральной линии (обратная величина от времени жизни энергетического уровня) $\Gamma/2\pi \approx 34,7$ МГц. В нашем случае интенсивность насыщения охлаждающего перехода составляет $I_{sat} \approx 60$ мВт/см².

в красную сторону на -240 МГц относительно резонанса $4s^2\ ^1S_0 - 4s4p\ ^1P_1$, а затем разделяется с помощью поляризационного делительного кубика (ПДК) на два пучка. Один из них смещается с помощью АОМа-1 на 206 МГц в синюю сторону и делится на три пучка, которые направляются в вакуумную камеру. Они формируют 6 пучков МОЛ (3 взаимно перпендикулярных пучка, отраженных в обратном направлении), захватывающих атомы ^{40}Ca в центре вакуумной камеры. Перед каждым из 6 пучков МОЛ расположена четвертьволновая пластинка. Второй пучок также делится на две части: охлаждающий луч, направленный вдоль оси зеemanовского замедлителя в сторону источника атомов, и излучение, используемое для стабилизации частоты лазерного источника.

Зеemanовский луч не отстраивается и остается смещенным в красную сторону на -240 МГц от охлаждающего перехода, а излучение для стабилизации смещается в синюю сторону на $+240$ МГц с помощью двухпроходного АОМа-2 и попадает в кювету с парами кальция, в которой формируются резонансы насыщенного поглощения (описание кюветы и схемы стабилизации приведено в разделе 1.4.1). В результате пучки МОЛ оказываются смещенными на 34 МГц в красную сторону (отстройка пучков МОЛ приблизительно равна естественной ширине линии охлаждающего перехода $\Gamma/2\pi$). Разница в отстройках между зеemanовским лазерным лучом и пучками МОЛ обусловлена разностью скоростей атомов при вылете из печки и после прохождения всей длины зеemanовского замедлителя.

1.4.1. Стабилизация частоты охлаждающего излучения 423 нм

Для осуществления непрерывного охлаждения атомов необходимо обеспечить стабильность частоты лазерного излучения. Для этого требуются частотный репер и система обратной связи. Частотный репер можно получить с

помощью интерферометра или с помощью кюветы с насыщенными парами атомов. В описанных ниже экспериментах были использованы оба метода, которые подробно рассмотрены ниже.

В качестве метода стабилизации частоты лазерного излучения 423 нм использовалась стабилизация частоты по резонансам насыщенного поглощения в кювете открытого типа (кювета с холодными окнами) с парами кальция [24].

Спектроскопия насыщения также называется спектроскопией провалов Лэмба. При насыщении доплеровского контура когерентной световой волной лазера происходит выжигание «дырки» на доплеровском контуре. Спектроскопия насыщения состоит в следующем: через кювету с исследуемым газом пропускают два встречных лазерных пучка одинаковой частоты: более мощный насыщающий и слабоинтенсивный пробный пучки. Давление в кювете подобрано таким образом, чтобы доплеровское уширение спектральной линии превышало однородное уширение из-за столкновения атомов газа. В общем случае из-за эффекта Доплера лазерные лучи взаимодействуют с разными скоростными группами атомов. Оба пучка поглощаются группой атомов, чья скорость вдоль направления распространения излучения равна нулю. В этом методе соотношение мощностей пробного и насыщающего пучков составляет 30/70, в нашем эксперименте мощность насыщающего лазерного пучка порядка 4 мВт, диаметр обоих пучков около 1 мм.

В нашем случае происходит взаимодействие лазерного излучения с атомами кальция, движущимися в ячейке во всех направлениях. Схема стабилизации частоты охлаждающего лазера 423 нм представлена на рисунке 1.7. Лазерное излучение сканируется в диапазоне 1,5 ГГц. В газовую кювету направляется два пробных лазерных пучка, сформированных с помощью толстой делительной пластинки. За счет перераспределения атомов по скоростям в спектральной линии формируется широкий доплеровский контур, регистрация которого

осуществляется с помощью двух фотоприемников на выходе из кюветы. На встречу одному из пробных пучков светит насыщающее лазерное излучение, которое вызывает перераспределение населенностей уровней энергии системы. Наибольшему возмущению подвергается распределение населенностей уровней энергии частиц, резонансная частота которых совпадает с частотой излучения накачки. Доплеровски уширенная линия поглощения вблизи резонансной частоты насыщается, и в спектральном контуре поглощения образуется «провал» на этой частоте, что регистрируется с помощью одного из фотоприемников. Далее разница сигналов фотоприемников, полученная с помощью дифференциального усилителя, направляется в блок стабилизации лазера для формирования сигнала ошибки.

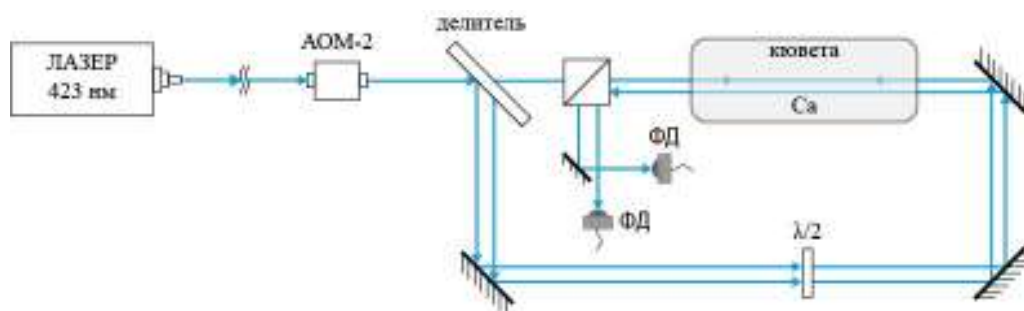


Рис. 1.7 — Схема стабилизации частоты охлаждающего лазера 423 нм по резонансам насыщенного поглощения в кювете с парами кальция

1.4.1.1. Газовые кюветы для спектроскопии

Кюветы с парами атомного газа часто используются в спектроскопии для стабилизации частоты лазерного излучения (получения реперных резонансов). Одной из основных проблем является оседание атомных пленок на окнах кюветы, так как это вызывает резкое ухудшение пропускающей способности стекла и обеспечивает малый срок использования кювет. В результате появляется необходимость чистить стеклянные окна, с последующей повторной откачкой воздуха до необходимого значения вакуума.

Есть несколько подходов к решению этой проблемы. Например, использование атомного пучка, распространяющегося перпендикулярно лазерному излучению. Так в работе [25], посвященной наблюдению узкого резонанса (65 кГц) в линии поглощения кальция на длине волны 657 нм и дальнейшего его использования в качестве стандарта частоты достаточно высокое соотношения полезного сигнала к шуму достигалось тем, что излучение взаимодействовало с ограниченным количеством атомов. Из-за быстрого образования пленки на окнах срок работы кюветы составлял 15 ч. Экспериментальной группе из Китая удалось создать кювету, время работы которой было увеличено до 10 дней. В работе [26] приведено описание кюветы с атомными парами, в которую добавлено два зеркала для отражения лазерного пучка. В результате, оседание атомов происходило на зеркалах, а не на окнах кюветы. Когда пленка кальция на зеркалах становилась достаточно толстой, чтобы образовывать кальциевые зеркала, тогда лазерные лучи могут снова отражаться от них и отражательная способность таких зеркал не изменялась при дальнейшем покрытии кальцием.

В рамках создания данной установки согласно нашему техническому заданию были спроектированы две кварцевые кюветы с горячей активной частью и холодными окнами. Кюветы были изготовлены В.Н. Кулясовым в ГОИ им. С.И. Вавилова. Из-за комнатной температуры концов кюветы атомы кальция не долетают до окон, и не происходит осаждение пленок. А также для решения проблемы загрязнения окон в вакуумную среду вводится буферный газ, который предотвращает осаждение атомов кальция за счет столкновения их с атомами буферного газа. Но при этом в кювете создается дополнительное давление. Поэтому подбор оптимального количества вводимого буферного газа является важной задачей, и его давление является одной из основных характеристик кюветы. Нагревание кюветы до температуры около 500°С приводит к такому давлению паров кальция, что появляется возможность наблюдать резонансы

насыщенного поглощения. Длина кювет составляет 670 мм. В качестве буферного газа используется аргон, давление которого в кювете составляет 0,01 Торр. Такое давление буферного газа, а также холодные окна, обеспечивают долговечность работы кювет. Вывод о долговечности можно сделать исходя из уже имеющегося у диссертанта опыта работы с подобными ячейками, которые использовались на установке по лазерному охлаждению атомов лития [27] в ОИВТ РАН. За время работы с ними (более 5 лет) произошло только оседания атомной пленки на стенках кюветы вблизи нагретой части кварцевой трубки, что не мешает их корректной работе. Осаждения пленки на окнах, через которые направлено оптическое излучение, не произошло.

В наших первых экспериментах с кюветами не было обнаружено резонанса насыщенного поглощения. Это было связано с недостаточным нагревом ячеек из-за образования на кусочке металлического кальция небольшой оксидной пленки. Для нахождения необходимого температурного режима было принято решение не перегревать долговечные и дорогостоящие кюветы, а подобрать необходимый температурный режим на самодельной ячейке с кальцием. В качестве кюветы использовалась трубка из нержавеющей стали длиной около 0,4 м. Фотография кюветы представлена на рисунке 1.8.

Для откачки использовался форвакуумный масляный насос, позволяющий получить вакуум порядка $10^{-2} - 10^{-3}$ Торр. Закладка металлического кальция производилась в атмосфере аргона, чтобы избежать резкого окисления кальция. Для нагрева кюветы использовалась нагревательная лента, разогревающаяся до 800°C . При достижении температуры испарения кальция образования атомного газа не произошло из-за появления небольшой оксидной пленкой, разрушение которой произошло только при нагреве ленты до максимальной температуры. Настройка лазерного источника на подходящий для нашего эксперимента режим генерации, а также нагрев кюветы до более высоких температур, позволили



Рис. 1.8 — Самодельная кювета для наблюдения резонансов насыщенного поглощения в парах кальция

наблюдать наличие паров кальция в кювете, которое можно определить по появившемуся яркому свечению вдоль лазерного излучения (светящийся «жгут» на рисунке 1.9) и появлению атомной пленки на торцах кюветы. После наблюдения свечения резонансы насыщенного поглощения наблюдались и при более низкой температуре (450–500°С).

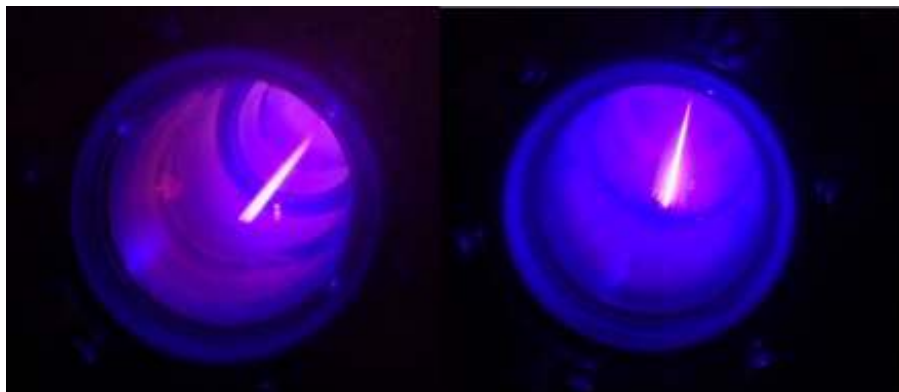


Рис. 1.9 — Фотографии флуоресценции газа атомов кальция от резонансного лазерного излучения в самодельной кювете, сделанные на обычную бытовую камеру

Следующим этапом эксперимента была проверка исправности работы спроектированных долговечных кварцевых кювет. Фотография кюветы представлена на рисунке 8. Кварцевая кювета была обмотана нагревательной лен-

той, помещена в корпус из легкого шамотного кирпича и обмотана фольгой. После нагрева кювет до температуры, определенной на самодельной ячейке, удалось наблюдать флуоресценцию атомов кальция. На фотографии, сделанной на простую бытовую камеру 1.10, видно, как лазерный пучок подсвечивает газ кальция. Из-за того, что окна кювет не нагреваются, а также из-за наличия буферного газа, атомы кальция не долетают до краев кюветы. В отличие от самодельной кюветы (рисунок 1.9), где видно, что светящийся «жгут» доходит до самого окошка.



(а)



(б)

Рис. 1.10 — (а) Фотография кюветы с холодными окнами для стабилизации частоты охлаждающего лазерного излучения; (б) фотография резонансной флуоресценции газа атомов вдоль лазерного луча в кювете, иллюстрирующая, что атомы кальция не долетают до окна кюветы, и тем самым обеспечивается ее долговечность

Необходимо отметить, что резонансы насыщенного поглощения на этих кюветах более контрастные, чем на самодельной кювете, но наличие буферного газа уширяет их на несколько мегагерц. Практически полное отсутствие формирования атомной пленки на окнах позволит использовать кюветы в течение длительного времени.

1.4.2. Стабилизация частоты излучения оптической накачки 672 нм

Стабилизация частоты лазерного излучения оптической накачки 672 нм, возбуждающего переход $3d4s^1D_2 - 4s5p^1P_1$, осуществляется по резонансу пропускания термостабилизированного перестраиваемого интерферометра Фабри-Перо (ИФП). Конструкция и дрейф интерферометра описаны в статье [28]. Частота этого лазера контролируется измерителем длины волны и точно настраивается по интенсивности свечения атомного облака в МОЛ путем подстройки длины резонатора ИФП.

1.5. Характеристики облака холодных атомов кальция-40, захваченного в МОЛ

Далее приведено описание характеристик облака охлажденных атомов кальция, захваченного в магнитооптическую ловушку. Задачей представленных ниже исследований являлся подбор оптимальных параметров МОЛ, необходимых для дальнейших экспериментов, рассмотренных в главе 2 и 3.

1.5.1. Контроль интенсивности флуоресценции облака атомов кальция

Для увеличения повторяемости экспериментов необходимо поддерживать всегда одинаковую плотность захваченных атомов и иметь возможность непрерывно контролировать изменение их количества в МОЛ. Для контроля интенсивности флуоресценции кальция излучение от облака атомов с помощью двух собирающих линз заводится в многомодовое оптическое волокно. После волокон-

ного выхода излучение направляется в фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), перед которым располагается световой фильтр, блокирующий все длины волн кроме излучаемой атомами 423 нм. Ток ФЭУ прямо пропорционален количеству захваченных в МОЛ атомов кальция-40.

1.5.2. Время жизни атомов в МОЛ

В любом эксперименте с лазерным охлаждением важным параметром является время жизни ловушки, которое ограничивается столкновениями атомов с частицами остаточного газа в вакуумной камере, а также потерями в долгоживущие состояния. Время жизни атомов кальция, захваченных в МОЛ, ограничено утечками в метастабильные триплетные состояния $4s4p\ ^3P_2$. Для уменьшения этих потерь, а также увеличения времени жизни ловушки, используется излучение оптической накачки 672 нм, впервые предложенное в работе [29] для возбуждения перехода $3d4s\ ^1D_2 - 4s5d\ ^1P_1$ и увеличения населенности основного энергетического уровня. Стоит отметить, что выбранный вариант оптической накачки не является самым оптимальным. Так, в работе [22] подробно экспериментально и теоретически рассмотрены различные варианты альтернативных схем для реализации оптической накачки в МОЛ кальция.

Определение времени жизни атомов в ловушке проводилось при включенном лазере оптической накачки и необходимо нам в дальнейшем для составления скоростных уравнений для оценки стационарной концентрации ионов. Для нахождения этого параметра необходимо прекратить подачу новых атомов в МОЛ и проследить за процессом ухода атомов из ловушки. Охлаждающее лазерное излучение, направленное вдоль оси зеemanовского замедлителя, перекрывалось с помощью прерывателя, время срабатывания которого не превышает 50 мкс, что заведомо меньше исследуемой величины. После выключения охлаждающего атомный пучок излучения измерялось время жизни оставшихся в

ловушке атомов.

Среднее время, которое атомы могут удерживаться в ловушке, ограничено различными механизмами потерь. Временная эволюция числа захваченных атомов в МОЛ может быть описана дифференциальным уравнением:

$$\frac{dN_g}{dt} = R - \gamma N_g(t), \quad (1.14)$$

где N_g — число атомов в ловушке, R — число атомов, захваченных в единицу времени, γ — коэффициент линейных потерь, t — время. Время жизни ловушки определяется выражением $\tau_{\text{МОЛ}} = \frac{1}{\gamma}$ и регистрируется после заполнения МОЛ. В начальный момент времени $t = 0$ в ловушке было максимальное число атомов N_{g0} . Учитывая это начальное условие, решение дифференциального уравнения (1.14) имеет простой вид:

$$N_g(t) = N_{g0} \cdot e^{-\frac{1}{\tau_{\text{МОЛ}}}t} \quad (1.15)$$

На рисунке 1.11 приведен график изменения количества атомов кальция в МОЛ от времени при отключении охлаждающего излучения в начальный момент ($t = 0$). Экспериментальная кривая экстраполировалась теоретической зависимостью (1.15). Время жизни атомов в МОЛ в данном эксперименте составило $\tau_{\text{МОЛ}} = 0,18$ с.

В данной модели не учитывались столкновения с атомным пучком, вылетающим из зеemanовского замедлителя, так как в нашей вакуумной системе выход замедлителя находится на 24 мм ниже области захвата МОЛ. Таким образом, быстрые атомы из атомного пучка не выбивают атомы из ловушки.

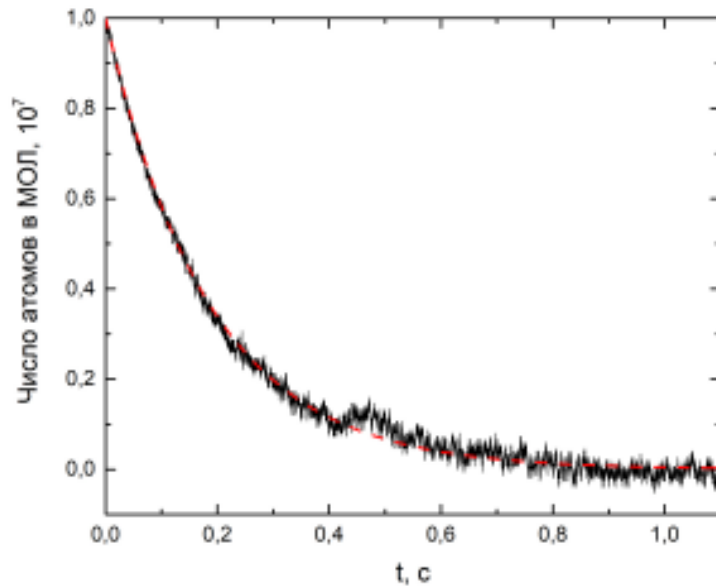


Рис. 1.11 — Зависимость числа атомов кальция от времени при отключении охлаждающего излучения. Черная кривая — экспериментальные данные; пунктирная кривая — экстраполяция выражением (1.15)

1.5.3. Концентрация и количество атомов в ловушке

Одними из важнейших параметров МОЛ является количество и концентрация захваченных в ловушку атомов. Реализация высокой плотности атомов кальция важна для дальнейшего получения большего числа ионов.

1.5.3.1. Поглощение излучения, проходящего через облако атомов

Для определения концентрации атомов по поглощению резонансного лазерного излучения пробный слабый оптический пучок (порядка сотен микроватт) с длиной волны 423 нм, соответствующей охлаждающему переходу, направлялся в центр МОЛ и затем регистрировался фотодиодом. Пробное излучение не должно быть мощным, так как резонансное излучение разогревает атомы и они начинают покидать зону захвата. Далее на осциллографе регистрировался сигнал с фотодиода, то есть интенсивность лазерного пучка в присутствии ато-

мов в ловушке I и без них I_0 . По отношению этих двух сигналов определялось, сколько излучения поглощается атомами.

Сечение поглощения (для двухуровневой системы):

$$\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi}, \quad (1.16)$$

где λ — длина волны охлаждающего излучения.

Для определения концентрации воспользуемся законом линейного поглощения Бугера–Ламберта–Бера:

$$I = I_0 e^{-\sigma n d}. \quad (1.17)$$

Отношение интенсивностей I/I_0 называется пропусканием. Тогда концентрацию атомов можно найти по формуле:

$$n = \frac{-\ln(T)}{\sigma d}, \quad (1.18)$$

где T — пропускание, d — диаметр облака атомов. Для определения оптимальных параметров МОЛ было проведено исследование концентрации захваченных в ловушку атомов кальция от отстройки охлаждающего излучения и градиента магнитного поля. Результат проведенных экспериментов представлен на рисунке 1.12

Градиент магнитного поля в МОЛ изменялся подачей разного тока на магнитные катушки, собранные по схеме антигельмгольца. Для измерения градиента магнитного поля катушки были демонтированы с установки, и на тестовом стенде определялся уровень поля с помощью гауссметра. Отстройка охлаждающего излучения реализовалась подачей различного напряжения на АОМ-2 (см. рисунок 1.6). Как видно из рисунка 1.12, наибольшая концентрация атомов (в

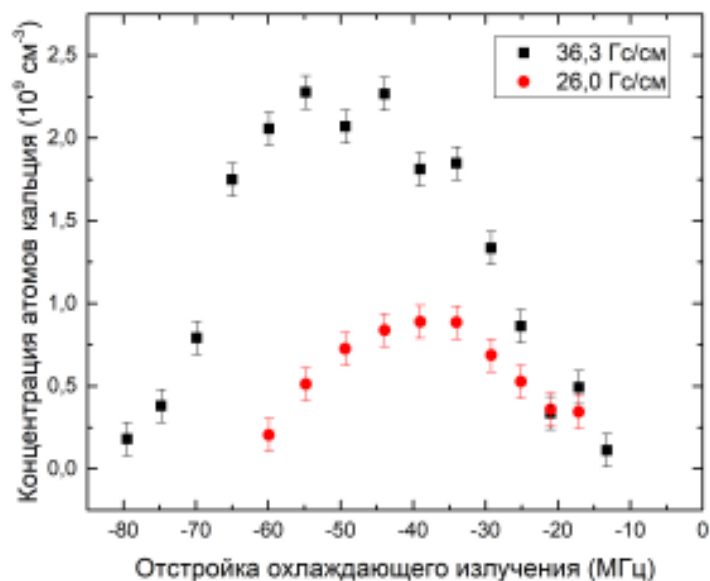


Рис. 1.12 — Зависимость концентрации атомов в ловушке от отстройки охлаждающего излучения для двух значений градиента магнитного поля в МОЛ

данном эксперименте это примерно $2,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$) достигается при градиенте 36,3 Гс/см и отстройке охлаждающего излучения порядка 50 МГц в сторону уменьшения частоты. Но при таком градиенте магнитного поля катушки сильно перегревались (более 80°), поэтому было принято решение работать при градиенте 26,0 Гс/см.

1.5.3.2. Измерение пространственного распределения концентрации атомов

Для регистрации пространственного распределения концентрации атомов в ловушке был выбран метод визуализации поглощения или Absorption imaging [30]. Причиной выбора этого метода была возможность простого подключения имеющегося регистрирующего оборудования (CCD-камеры) к компьютеру, что позволило автоматизировать большую часть процесса определения концентрации и контролировать плотность атомов в ловушке непосредственно

в процессе проведения экспериментов. Абсорбционные изображения получают подвергая облако атомов воздействию пробного резонансного света низкой интенсивности заведомо большего размера, чем исследуемый объект. Атомы поглощают резонансное излучение, при этом отбрасывая тень в центре лазерного пучка. Путем фотографирования этого луча на CCD-камеру и измерения потери интенсивности можно определить концентрацию и число атомов. Интенсивность резонансного лазерного излучения при прохождении через облако холодных атомов уменьшается по закону Бугера-Ламберта-Бера:

$$I = I_0 e^{-\sigma \int n(x,y,z) dz} = I_0 e^{-OD}, \quad (1.19)$$

где I_0 – начальная интенсивность света, σ – сечение поглощения атомов, $n(x, y, z)$ — распределение плотности облака атомов в пространстве, OD — оптическая плотность.

Для получения пространственного распределения концентрации данным методом на CCD камеру делается серия из трех фотографий: изображение пробного лазерного пучка в присутствии атомов кальция (I_{atoms}); изображение пробного пучка без атомов (I_{beam}); и фотография без пробного пучка при выключенной МОЛ (I_{bg}) для определения фоновой засветки. Затем мы применяем следующее отношение к каждому отдельному пикселю, чтобы найти оптическую плотность в каждой точке изображения:

$$OD = \ln \left(\frac{I_0}{I} \right) = \ln \left(\frac{I_{beam} - I_{bg}}{I_{atoms} - I_{bg}} \right) \quad (1.20)$$

Чтобы повысить точность определения концентрации атомов, необходимо серию фотографий сделать максимально быстро, так как со временем система может немного меняться, например, из-за флуктуаций интенсивностей всех лазерных источников, имеющих волоконный выход, вследствие колебания

поляризации в оптическом волокне. Подсвечивающий атомы лазерный пучок отводится с помощью поляризационного кубика из охлаждающего лазерного пучка, направленного вдоль оси зеемановского замедлителя. Так как зеемановский пучок имеет отстройку от охлаждающего перехода, пробное излучение отстраивается с помощью еще одного АОМ, а затем увеличивается диаметр пучка посредством объектива. Использование АОМа дает возможность быстро включать и выключать пробное излучение и делать снимки I_{atoms} и I_{beam} . Используемая CCD камера имеет функцию включения по внешнему электрическому импульсу — триггеру, что дает возможность сделать снимок в точно заданное время. Еще один импульс подается на АОМ-1 (см. рисунок 1.6), формирующий лазерные пучки магнитооптической ловушки, что позволяет сделать снимок I_{bg} . Необходимая последовательность импульсов для проведения серии фотографий реализуется с помощью платы Arduino и представлена на рисунке 1.13.

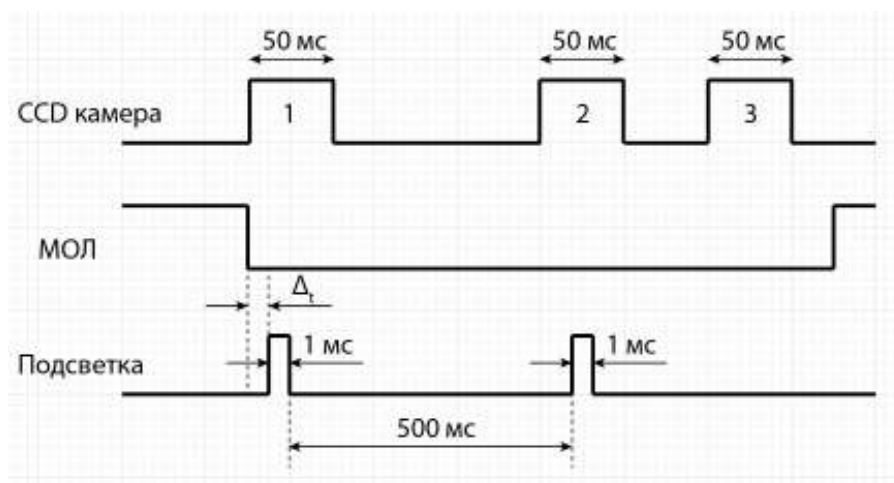


Рис. 1.13 — Последовательность импульсов для реализации серии из трех фотографий

Сигнал 1 — импульс включения/выключения CCD-камеры, делающий фотографию подсвечивающего лазерного пучка. Длина импульса 50 мс выбрана из-за технических особенностей работы камеры и подобрана опытным путем в соответствии с возможной экспозицией камеры и скоростью считывания пик-

селей, так как время включения подсветки (сигнал 3) должно быть как можно меньше, чтобы атомы не успели улететь из области захвата. Сигнал 2 подается на АОМ-1 перед лазерным пучком, формирующем МОЛ. Δt — время между отключением ловушки и импульсом подсветки. Оно варьируется от 1 мкс до 600 мкс для того, чтобы можно было сфотографировать разлетающееся облако: при малых временах Δt облако еще не успело разлететься и достаточно плотное, затем диаметр облака атомов увеличивается, а его плотность падает. Время между первыми двумя фотографиями (для получения снимков I_{atoms} и I_{beam}) должно быть больше, чем время жизни ловушки 0,18 с, чтобы сфотографировать только лазерный пучок подсветки без атомов I_{beam} .

Полученные фотографии обрабатываются в программе, написанной на языке программирования Python, и на выходе мы получаем пространственное распределение концентрации атомов в МОЛ (рисунок 1.14).

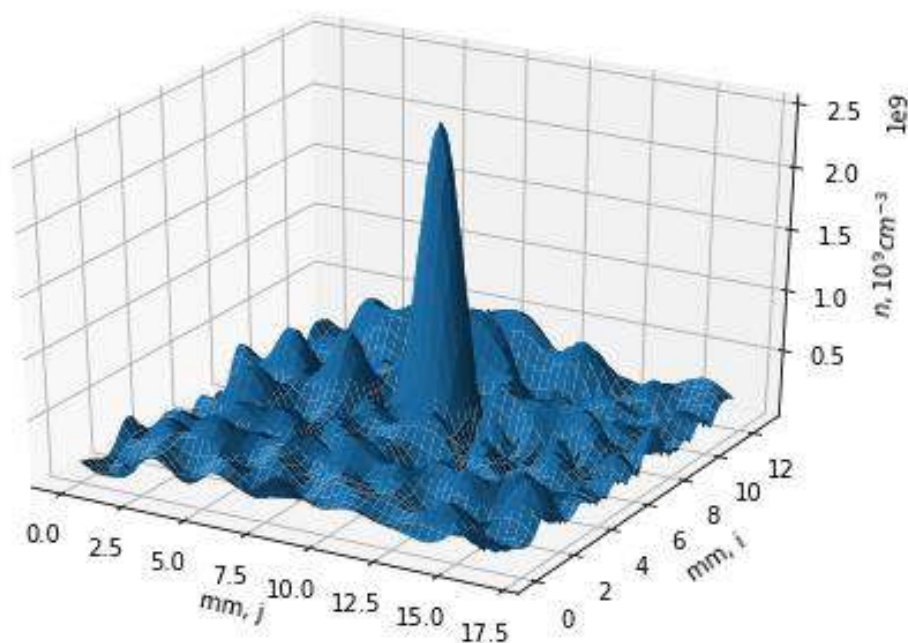
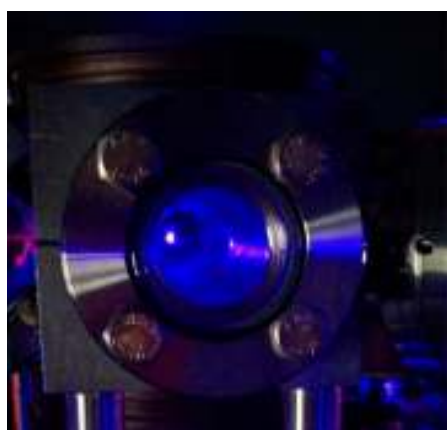


Рис. 1.14 — Пространственное распределение концентрации атомов ^{40}Ca в МОЛ

В данном эксперименте пиковая концентрация составила $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Для

определения размеров облака нейтральных атомов используется CCD-камера Thorlabs DCU223M. На камеру с объективом делается фотография облака холодных атомов, затем система линз калибруется по миллиметровке или разрешающей тестовой пластине. Диаметр облака холодных атомов в МОЛ составил 2,1 мм на уровне FWHM (полная ширина на полувысоте). Учитывая Гауссово распределение частиц в исследуемом объеме количество захваченных в ловушку атомов составляет порядка $2 \cdot 10^7$ атомов.

Максимальная концентрация атомов в МОЛ, полученная на данной установке, составляет порядка $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, а количество атомов $3 \cdot 10^7$. Фотография облака атомов кальция, захваченного в МОЛ, представлена на рисунке 1.15.



(а)



(б)

Рис. 1.15 — (а) Фотография облака холодных атомов кальция-40 в МОЛ, сделанная на обычную бытовую камеру; (б) Фотография облака холодных атомов кальция-40 в МОЛ, сделанная на CCD камеру

1.5.4. Оценка температуры облака атомов методом баллистического разлета

Меняя время между выключением пучков МОЛ и включением подсветки Δt (см. рисунок 1.13) возможно определить температуру атомного ансамбля методом баллистического разлета облака кальция. После выключения лазерных

пучков, формирующий МОЛ, атомы начнут разлетаться, а само облако баллистически расширяться. Температура атомного ансамбля может быть выведена непосредственно из увеличения радиуса облака в течение времени свободного полета. Диаметр атомного облака определяется выражением:

$$W(\Delta t) = \sqrt{w^2(0) + \frac{8k_B T \Delta t^2}{m}}, \quad (1.21)$$

где $W(\Delta t)$ — диаметр облака в момент времени Δt , измеренный на уровне FWHM, $w(0)$ — диаметр облака в начальный момент времени $\Delta t = 0$, T — температура атомов. Сделав ряд фотографий облака с временами разлета Δt от 1 мкс до 600 мкс и подставив соответствующие значения в формулу (1.21), можно вычислить температуру атомов. На рисунке 1.16 представлена экспериментальная зависимость диаметра облака на уровне FWHM от времени разлета Δt .

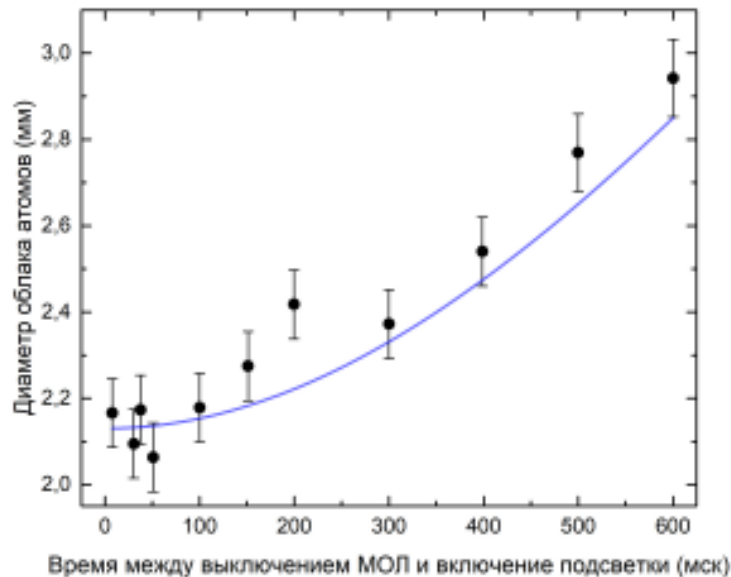


Рис. 1.16 — Зависимость диаметра облака нейтральных атомов от времени разлета. Точки — экспериментально измеренное значение диаметра облака атомов на уровне FWHM; кривая — аппроксимация выражением (1.21)

Экспериментальные данные размера облака атомов на рисунке 1.16 аппроксимировались выражением (1.21), в результате чего полученная оценка для температуры атомного ансамбля составила порядка 4 – 10 мК.

Также было проведено исследование температуры методом дифференциальной двухфотонной спектроскопии, описанное в разделе 2.4.1. Оба метода дают схожий результат, так что выбор методики определения температуры обусловлен лишь удобством ее применения для конкретной экспериментальной установки и имеющейся техникой.

1.6. Основные результаты главы 1

В главе 1 дано описание впервые созданной уникальной установки для лазерного охлаждения атомов кальция-40. Приведен краткий обзор основных принципов лазерного охлаждения и пленения атомов в магнитооптической ловушке. Приведено подробное описание конструкции зеемановского замедлителя и собранной вакуумной системы, в которой поддерживается глубокий вакуум порядка 10^{-10} Торр. Описаны методы стабилизации частоты лазерных источников, и показана возможность захвата в МОЛ порядка $3 \cdot 10^7$ атомов, при этом концентрация атомов в ловушке может составлять $3 \cdot 10^9$ см⁻³. Исследованы основные характеристики захваченного в МОЛ облака охлажденных атомов; температура захваченных атомов, определенная методом баллистического разлета облака атомов кальция, составила порядка 4 – 10 мК.

Глава 2. Реализация высоковозбужденных состояний атомов кальция-40

Ридберговскими (высоковозбужденными) атомами называют атомы с одним или несколькими электронами с большим значением главного квантового числа ($n \gg 1$) [31, 32]. Атомы в ридберговских состояниях представляют большой интерес в связи с тем, что они обладают рядом специфических свойств: огромные размеры в обычных атомных масштабах, большое радиационное время жизни, высокая чувствительность к электрическим и магнитным полям. Расстояние от ядра до внешнего электрона велико, и электроны атомного остова экранируют внешний электрон от электрического поля ядра, так что электрический потенциал выглядит идентичным тому, который испытывает электрон в атоме водорода. В результате, основные свойства ридберговского атома близки к свойствам атома водорода. Эти свойства делают ридберговские атомы интересным объектом для фундаментальных исследований в таких направлениях, как атомная спектроскопия высокого разрешения [33, 34], исследования ультрахолодной плазмы [35, 36], квантовая информатика и криптография [37, 38] и астрофизика [39].

Изучение ридберговских состояний требует надежной техники возбуждения атомов в состояния с большим значением главного квантового числа n . Ранние экспериментальные работы с ридберговскими атомами основывались на возбуждении атомов электронным ударом [40]. В результате этого процесса всегда образуется популяция ридберговских атомов с широким разбросом энергий

верхнего состояния. Появление лазерных источников оптического излучения позволило значительно улучшить контроль над возбуждаемыми ридберговскими состояниями в атоме, так как при оптическом возбуждении падающий фотон поглощается атомом и полностью определяет энергию конечного высоковозбужденного состояния.

В описанных ниже экспериментах возбуждение ридберговских состояний ^{40}Ca реализовано с помощью облучения атомов ультрафиолетовым (УФ) лазерным излучением. Диагностика энергий высоковозбужденных состояний основана на неразрушающей ридберговские состояния методике — в экспериментах регистрировалось изменение резонансной флюоресценции ультрахолодных атомов кальция-40 в магнитооптической ловушке.

2.1. Регистрация и идентификация ридберговских состояний

В данной работе для реализации непрерывного возбуждения нейтральных атомов в ридберговские состояния используется УФ непрерывный лазер DLC TA-SHG PRO компании TOPTICA Photonics AG с удвоением частоты (780/390 нм), оптическое излучение которого направляется в центр МОЛ.

Для возбуждения ридберговского состояния с главным квантовым числом n необходимо, чтобы энергия УФ излучения была равна:

$$E_{uv} = E_I - \frac{R}{(n - \delta(n))^2} - \frac{\nu_c}{c}, \quad (2.1)$$

где E_{uv} — энергия УФ излучения, E_I — энергия ионизации, R — постоянная Ридберга, $\delta(n)$ — квантовый дефект, зависящий от главного квантового числа n , ν_c — частота охлаждающего излучения, c — скорость света. Значение

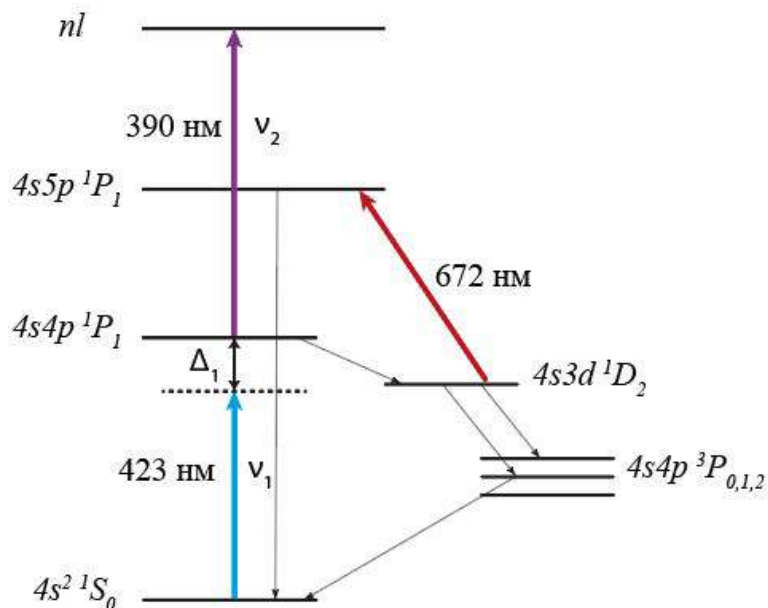


Рис. 2.1 — Схема энергетических уровней атома кальция, используемых для возбуждения ридберговских переходов

квантового дефекта определяется формулой:

$$\delta(n) = \delta_0 + \frac{\delta_1}{(n - \delta_0)^2}. \quad (2.2)$$

После определения нужной энергии возбуждающего ридберговские переходы излучения, частота УФ лазерного пучка сканируется вблизи рассчитанного значения. Когда частота излучения совпадала с частотой перехода, при помощи ФЭУ регистрировалось уменьшение флюоресценции атомов в МОЛ. Это связано с тем, что при переходе на ридберговский уровень атомы перестают быть резонансными с пучками ловушки и улетают из зоны захвата. Так как приток новых атомов из печи постоянен, в ловушке снова формируется облако холодных атомов после прохождения УФ лазера частоты резонанса. Таким методом были зарегистрированы все ридберговские переходы, описанные в данной главе. В результате была проведена регистрация переходов с энергетического уровня $4s4p \ ^1P_1$ в верхние состояния с главным квантовым числом от 40 до 120 и орбитальным квантовым числом $l = 0; 2$ (уровни $n \ ^1S_0$ и $n \ ^1D_2$).

2.2. Калибровка измерителя длины волны

Для проведения описанных ниже экспериментов по определению точного значения энергий ридберговских переходов и созданию ультрахолодной неидеальной плазмы (глава 3) необходимо с достаточной точностью определять частоты всех лазерных источников. Длина волны лазерного излучения контролируется с помощью измерителя длины волны Angstrom WS-U. Использование многоканального оптического коммутатора той же компании позволяет одновременно измерять длины волн восьми лазерных источников.

Для увеличения точности определения частоты излучения λ -метром перед каждым экспериментом проводилась калибровка прибора при помощи стабильного инжекционного лазера с внешним резонатором. Стабилизация длины волны этого лазерного источника осуществляется на переходе $5S_{1/2}$ ($F = 3$) – $5P_{3/2}$ ($F' = 4$) насыщенного поглощения в парах ^{85}Rb , частота которого 384,229242 ТГц [41]. Более подробно схема контроля частот лазерного излучения, а также методика измерения частотного дрейфа измерителя длины волны, который составил менее 2 МГц/ч, описана в статье [28].

Точность измерения длины волны зависит от близости частоты калибровки к измеряемому значению. Лазерное излучение с длиной волны 390 нм создается путем удвоения частоты, поэтому имеется возможность контролировать его длину волны 780 нм до кристалла удвоителя, близкую по значению с переходами в парах рубидия. Заявленная абсолютная точность нашего измерителя длины волны в этом случае будет составлять около 2 МГц.

Также точность измерения длины волны излучения с использованием Angstrom WS-U была проверена при помощи измерения спектра биений двух лазерных излучений: лазера, стабилизированного на ячейке рубидия и лазера, возбуждающего атомы в ридберговское состояние. Полученная таким образом

частотная отстройка сравнивалась с показаниями измерителя длины волны. Погрешность измерения составляла не более 2 МГц, что соответствует абсолютной точности нашего измерителя длины волны, заявленной производителем.

Особенностью данной установки и схемы регистрации высоковозбужденных состояний в кальции является наличие абсолютного частотного репера, повышающего точность определения энергий ридберговских уровней. Так на рисунке 2.2 видно, что в диапазон сканирования частоты УФ лазера до удвоения (780 нм) попал спектр насыщенного поглощения естественной смеси Rb, а после удвоения этого же лазерного источника (390 нм) – несколько ридберговских переходов ^{40}Ca .

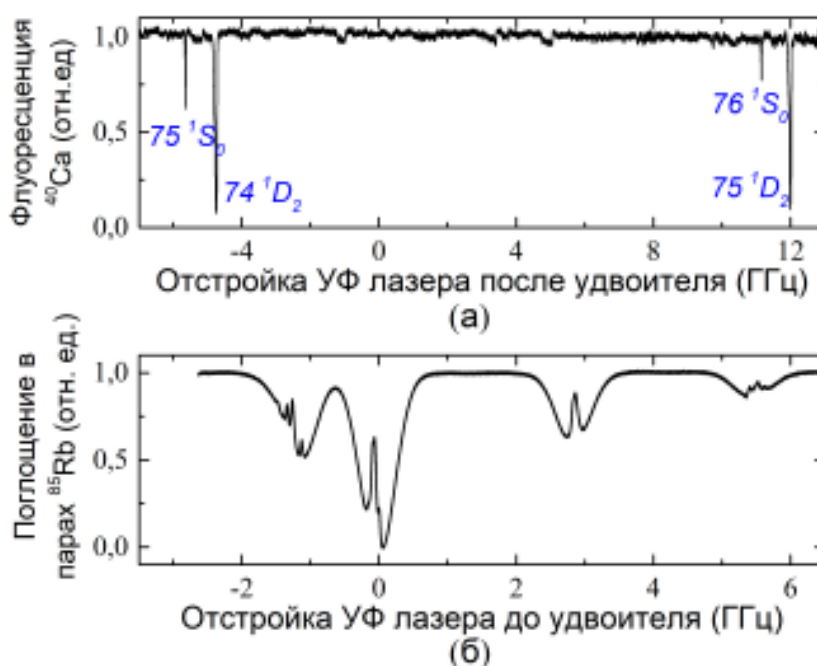


Рис. 2.2 — (а) Сигнал флюоресценции ультрахолодных атомов ^{40}Ca в МОЛ в области ридберговских переходов; (б) спектр насыщенного поглощения в ячейке с парами ^{85}Rb . Ноль по оси абсцисс соответствует частоте перехода $5S_{1/2} (F = 3) - 5P_{3/2} (F' = 4)$ в ^{85}Rb

Подводя итог, в данном эксперименте используется одна лазерная система, имеющая на выходе два лазерных пучка, отличающихся по частоте ровно в 2 раза. Благодаря возможности одновременно прописывать и ридберговские

переходы на кальции, и резонансы насыщенного поглощения в парах ^{85}Rb (известные в литературе с большой точностью), мы можем использовать ячейки с парами рубидия абсолютного частотного репера, например, для стабилизации лазерного излучения в будущих экспериментах по получению плотного газа ридберговских атомов ^{40}Ca и уточнения энергий ридберговских переходов.

2.3. Определение порога ионизации атома кальция-40

Для проведения дальнейших экспериментов необходимо точно знать значение порога ионизации атомов ^{40}Ca , так как это значительно увеличивает точность настройки источников лазерного излучения в резонанс с исследуемыми ридберговскими переходами, а также позволит более точно определять температуру электронов при возбуждении атомного облака кальция выше порога ионизации для экспериментов по исследованию ультрахолодной плазмы кальция.

В этом разделе диссертационной работы описано, как при помощи двухфотонной спектроскопии были измерены энергии ридберговских переходов в $n\ ^1S_0$ -состояния атомов кальция для $n = 40\text{--}120$. Схема энергетических уровней атома кальция, используемых для возбуждения ридберговских переходов, представлена на рисунке 2.1.

Надо отметить, что во всех экспериментах при любых исследованных главных квантовых чисел для переходов в $n\ ^1S_0$ - и $n\ ^1D_2$ -состояния, при сравнении наших значений энергии ридберговского уровня с рассчитанными энергиями по формуле (2.2) наблюдалась разница порядка 130 МГц в одну и ту же сторону. Это позволяет предположить, что порог ионизации ^{40}Ca , приведенный в статье [42] и являющийся в настоящее время самым точным значением, приведенным в

базе NIST, требует дальнейшего уточнения.

На рисунке 2.3 показан пример регистрируемых спектров.

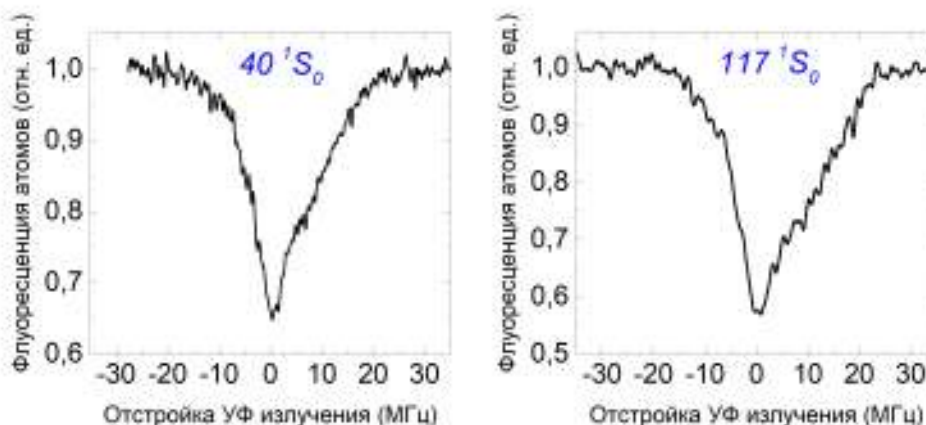


Рис. 2.3 — Спектр энергий ридберговских переходов в состоянии $40\ ^1S_0$ с шириной на полувысоте $FWHM/2\pi = 15$ МГц и состояния $117\ ^1S_0$ с $FWHM/2\pi = 19$ МГц

Ширина наблюдаемых резонансов не сильно зависит от главного квантового числа, но на нее влияет естественная ширина промежуточного перехода $4s^2\ ^1S_0 - 4s4p\ ^1P_1$, которая сравнима с отстройкой $\Delta_1 = -47.8$ МГц, а также доплеровское (до 8 МГц) и Раби уширение [43]. Раби уширение и сдвиги наблюдаемых резонансов составляют порядка 1–2 МГц для всех значений главного квантового числа. В ходе эксперимента магнитооптическая ловушка не отключалась, поэтому вклад в ширину и сдвиг линии также дает градиент магнитного поля в МОЛ (не более 1,5 МГц для поля в ловушке $\leq 0,4$ Гс).

Усредняя по нескольким экспериментам, учитывая отстройку Δ_1 и частоту охлаждающего перехода $\nu_c = \nu_1 + \Delta_1$, были получены энергии переходов в ридберговские состояния. Статистическая погрешность экспериментально измеряемой частоты возбуждающего верхние состояния оптического излучения ν_2 составила не более 10 МГц. Результаты приведены в таблице 2.1.

Расчетное значение энергии в таблице 2.1 было получено по формулам (2.1) и (2.2). Погрешность расчетного значения энергии составляет 60 МГц и обу-

Таблица 2.1 — Частоты переходов в ридберговские состояния

№	n	Расчетное значение энергии, МГц	Измеренная частота ν_2 , МГц	Измеренная энергия уровня $\nu_2 + \nu_c - \Delta_1$, МГц	Разница между расчетной и измеренной энергией, МГц	Измеренная энергия уровня E_i , см ⁻¹
1	40	1475835105	766756652	1475834978	127	49228,55590
2	50	1476706236	767627779	1476706105	131	49257,61356
3	60	1477164978	768086519	1477164844	134	49272,91548
4	70	1477435830	768357376	1477435701	129	49281,95029
5	75	1477531321	768452865	1477531190	131	49285,13545
6	76	1477548124	768469661	1477547986	138	49285,69571
7	80	1477608970	768530516	1477608841	129	49287,72562
8	90	1477726315	768647861	1477726186	129	49291,63982
9	100	1477809496	768731046	1477809371	125	49294,41457
10	110	1477870595	768792137	1477870462	133	49296,45234
11	115	1477895228	768816771	1477895096	132	49297,27404
12	116	1477899768	768821313	1477899638	131	49297,42555
13	117	1477904191	768825732	1477904057	133	49297,57296
14	118	1477908499	768830040	1477908365	134	49297,71667
15	119	1477912697	768834242	1477912567	129	49297,85683
16	120	1477916788	768838333	1477916659	129	49297,99330

словлена погрешностью порога ионизации из работы [42]. Во всех экспериментах просматривается систематическое отклонение измеренных значений от расчетных, полученных с использованием порога ионизации из работы [42]. Для проверки наших измерений мы сравнили квантовые дефекты исходя из разницы энергий между уровнями, исключая величину порога ионизации, измеренными по нашим экспериментальным значениям с квантовыми дефектами, полученными в более точных экспериментах с использованием микроволнового излучения [44]:

$$\Delta E(n_i) = R_{Ca} \left(\frac{1}{(n_{i+1}(1-\delta))^2} - \frac{1}{(n_i(1-\delta))^2} \right), \quad (2.3)$$

где индекс i соответствует номеру эксперимента в таблице 2.1.

В результате можно говорить о совпадении квантовых дефектов, измеренных по нашим экспериментальным данным, с дефектами из статьи [44] в пределах погрешности. Также эти расчеты подтверждают незначительное влияние паразитных электрических полей на сдвиг n^1S_0 -состояния.

Для расчета порога ионизации полученные значения энергий уровней аппроксимировались выражением:

$$E_n = E_I - \frac{R_{Ca}}{\left(n - \delta_0 - \frac{\delta_1}{(n - \delta_0)^2}\right)^2}, \quad (2.4)$$

где E_I , δ_0 , δ_1 — свободные параметры. Аппроксимация проводилась с учетом погрешности, для всех значений энергии взята максимальная погрешность $\Delta E_I = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Результаты аппроксимации можно свести к таблице 2.2, в которой приведено отличие полученного в данной работе значения порога ионизации от работы [42] и совпадение квантового дефекта для n^1S_0 -состояний с результатами из работы [44] в пределах погрешности.

Таблица 2.2 — Значения порога ионизации и квантового дефекта, полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных из таблицы 2.1 выражением (2.4). Для сравнения приведены наиболее точные предыдущие измерения из работ [44] и [42]

Порог ионизации из измеренных энергий n^1S_0 -серии	49305,91966(4) см^{-1}
Порог ионизации из работы [42]	49305,9240(20) см^{-1}
Квантовый дефект из измеренных энергий n^1S_0 -серии	$\delta_0 = 2,33801(11)$ $\delta_1 = -0,26(16)$
Квантовый дефект из работы [44]	$\delta_0 = 2,33793016(300)$ $\delta_1 = -0,114(3)$

Из таблицы 2.2 видно отличие порога ионизации из работы [42] от порога ионизации, полученного из наших измерений, и совпадение квантового дефекта в пределах погрешности с результатами из работы [44].

Точность измерения абсолютного значения энергии ридберговских переходов в кальции была увеличена благодаря возможности сравнить абсолютное значение частоты ридберговских переходов в кальции с резонансами насыщенного поглощения в парах рубидия (см. предыдущий раздел 2.2). Возможно дальнейшее увеличение точности определения значения энергии порога ионизации за счет увеличения количества измеренных энергий ридберговских переходов.

2.4. Когерентное возбуждение ридберговских состояний

Впервые теоретическое описание двухфотонных процессов было сделано М. Гепперт-Майер в 1929 г. [45], экспериментально этот эффект был продемонстрирован после появления импульсных лазерных источников [46]. Многофотонная спектроскопия представляет интерес в области исследования атомных и молекулярных спектров: появляется возможность возбуждать уровни, дипольно запрещенные по четности для однофотонных процессов; спектральный диапазон многофотонной спектроскопии распространяется в область вакуумного УФ; возможность реализации многофотонной спектроскопии без доплеровского уширения [47–49].

Для наблюдения когерентного или двухфотонного резонанса необходимо реализовать одновременное поглощение атомом двух фотонов. В нашем случае для возбуждения таких переходов использовались лазерные пучки с длиной волны 423 нм и 390 нм, реализующие переходы $4s^2\ ^1S_0 - 4s4p\ ^1P_1 - nl$. Первое лазерное излучение отделялось с помощью поляризационного светоделительного кубика от пучка, направленного вдоль оси зеemanовского замедлителя, и, соответственно, имело такую же отстройку от охлаждающего перехода в красную сторону 240 МГц (что составляет порядка $7 \times \Gamma$). Излучение 390 нм имело

такую же по величине отстройку, но в большую по частоте сторону. В результате переход в ридберговское состояние происходит через, так называемый, виртуальный уровень (в нашем случае это $4s4p\ ^1P_1$), и естественная ширина этого промежуточного состояния не входит в ширину наблюдаемого резонанса.

2.4.1. Определение температуры облака атомов методом дифференциальной двухфотонной спектроскопии

Существует множество различных способов измерения температуры захваченных в непрерывно работающую МОЛ атомов, кроме баллистического разлета атомов в пустоту, описанного в разделе 1.5.4. Один из возможных подходов связан с использованием узкополосного часового перехода. Этот подход применим для атомов иттербия и щелочноземельных атомов, имеющих два валентных электрона [50–53]. Так, в работе [53] были проведены измерения ширины интеркомбинационного перехода $^1S_0 - ^3P_1$ с переменными интенсивностями пучка излучения в МОЛ с атомами иттербия, по которым выделялся доплеровский вклад в ширину линии и определялась атомная температура. Экспериментальные результаты сравнивались с расчетами [52–54], и было получено удовлетворительное согласие. Другие методы включают в себя различные когерентные методы, например, комбинационное рассеяние или четырехволновое смешение [55–57]. Эти методы являются сложными, применимыми к конкретным экспериментальным установкам, и могут потребовать отключения МОЛ. Представленный в настоящем разделе дифференциальный оптико-спектроскопический метод оценки температур может быть применен в различных газовых средах в широком диапазоне параметров. Его можно применять, как в непрерывно работающей МОЛ при температуре $10^{-4} - 10^{-3}$ К, так и в горячей газовой кювете.

В работе [58] предложен метод определения температуры сравнением

ширин двухфотонных резонансов, полученных с помощью сонаправленных и встречно распространяющихся лазерных пучков. Такой метод позволяет измерять температуры ниже, чем 1 мК. При увеличении температуры резонанс в случае сонаправленных пучков уширяется, при этом его амплитуда падает, и для разрешения такого резонанса на уровне шума не хватает мощности излучения УФ лазера. Поэтому в настоящей работе в предложенном нами методе сравниваются узкие двухфотонные ридберговские резонансы, полученные с помощью встречных и распространяющихся под углом лазерных пучков. При этом разница между спектральными ширинами резонансов определяется только тепловым движением атомов. Это дает возможность определить их температуру.

На рисунке 2.4 (а) представлена схема энергетических уровней атома кальция, где реализующие двухфотонное поглощение синий (423 нм) и УФ лазерные пучки отстроены от уровня $4s4p\ ^1P_1$ на $\Delta_1/2\pi = 240$ МГц.

Сумма энергий двух излучений должна соответствовать энергии перехода атома из основного состояния в одно из высоковозбужденных. Энергия УФ излучения 390 нм определяется выражением (2.1) с учетом отстройки от резонанса.

На рисунке 2.4 (б) представлена схема эксперимента, в котором измерялись ширины ридберговских резонансов, полученных при использовании встречных лазерных пучков, и ширины резонансов, полученных с лазерными пучками под углом $\alpha = 30, 60$ и 90° . Лазер с длиной волны 390 нм, направленный в центр МОЛ, сканировался вблизи ридберговского резонанса. Когда частота излучения совпадала с частотой перехода, при помощи ФЭУ регистрировалось уменьшение флуоресценции атомов в МОЛ, так как высоковозбужденные атомы не захватываются в МОЛ. В эксперименте были получены узкие двухфотонные когерентные резонансы, пример зарегистрированных переходов $4s^2\ ^1S_0 - 50\ ^1S_0$ приведен на рисунке 2.5.

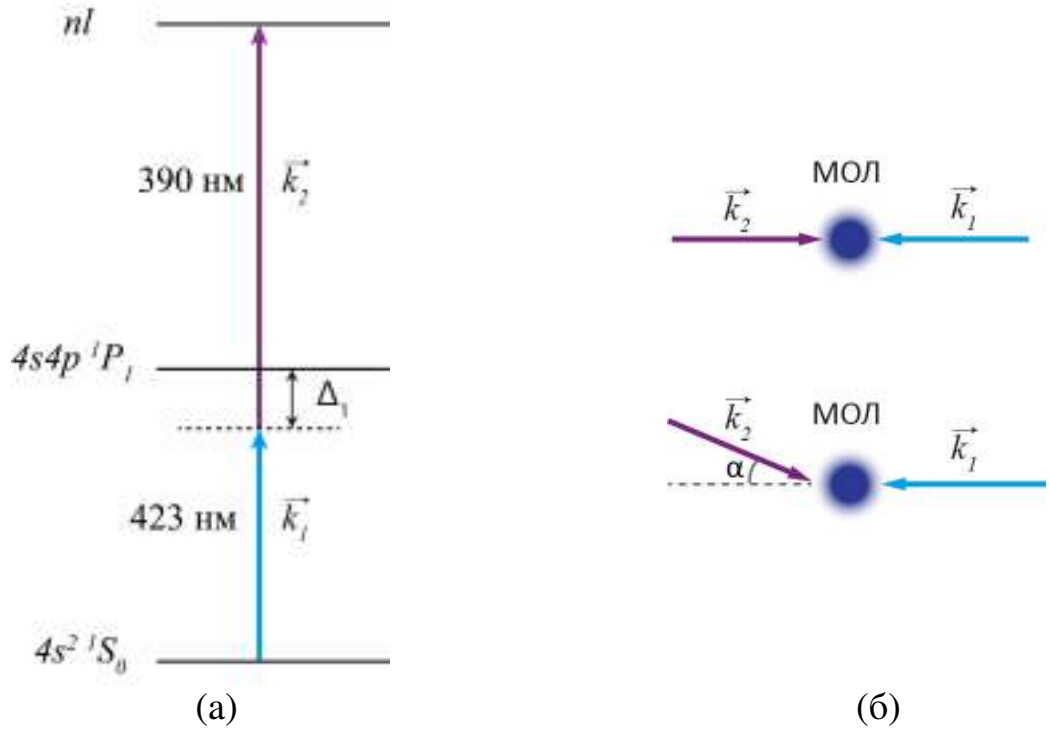


Рис. 2.4 — (а) Схема энергетических уровней атома ^{40}Ca для возбуждения ридберговских состояний; (б) схема измерения ширины резонансов при использовании встречных лазерных пучков ($\alpha = 0^\circ$) и резонансов, полученных с лазерными пучками, направленными под углом α

Запишем ширину двухфотонного резонанса в виде [58]:

$$\Delta\omega = \Delta\omega_B + 2\sqrt{\ln 2} |\vec{k}_1 + \vec{k}_2| u_{th}, \quad (2.5)$$

где $\Delta\omega_B$ — уширение, не связанное с эффектом Допплера, u_{th} — характерная тепловая скорость. Тепловая скорость выражалась через температуру атомов и массу атома m следующим образом:

$$u_{th} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}, \quad (2.6)$$

Модуль суммы волновых векторов связан с углом α следующей формулой:

$$|\vec{k}_1 + \vec{k}_2| = \sqrt{k_1^2 + k_2^2 - 2k_1 k_2 \cos \alpha}, \quad (2.7)$$

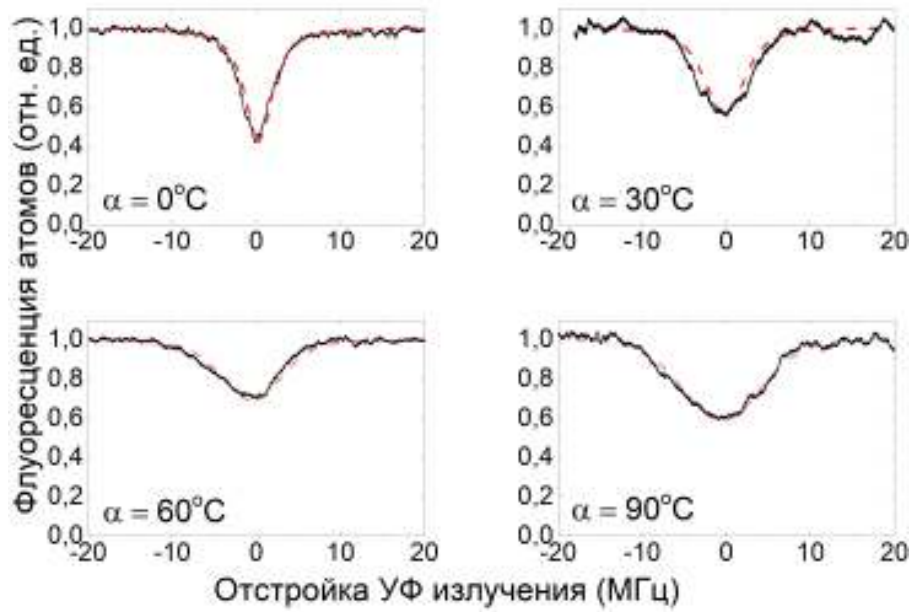


Рис. 2.5 — Когерентные резонансы при разных углах α между пучками 423 нм и 390 нм, зарегистрированные по падению флуоресценции атомов в ловушке. Красные пунктирные кривые — результат аппроксимации с помощью функций Гаусса. Ноль по оси абсцисс соответствует частоте перехода $4s^2\ ^1S_0 - 50\ ^1S_0$

где $k_i = 1/\lambda_i$ — модули волновых векторов.

Температуру атомов можно вычислить путем сравнения ширин двухфотонных спектральных линий, полученных для разного значения α и α' :

$$T = \frac{m}{2k_B} \left\{ (\Delta\omega' - \Delta\omega) \left[2\sqrt{\ln 2} \left(|\vec{k}'_1 + \vec{k}'_2| - |\vec{k}_1 + \vec{k}_2| \right) \right]^{-1} \right\}^2. \quad (2.8)$$

Ширина когерентных резонансов, определенная по рисунку 2.5, показана на рисунке 2.6 для различных углов между пучками 390 нм и 423 нм.

С помощью акустооптического модулятора изменялась частота излучения, формирующего пучки МОЛ, и была снята зависимость температуры захваченных атомов кальция от отстройки охлаждающего излучения. В результате средняя температура атомов составила порядка 5 мК. На рисунке 2.7 представлен график зависимости температуры газа атомов в МОЛ от отстройки охлаждающего лазерного излучения.

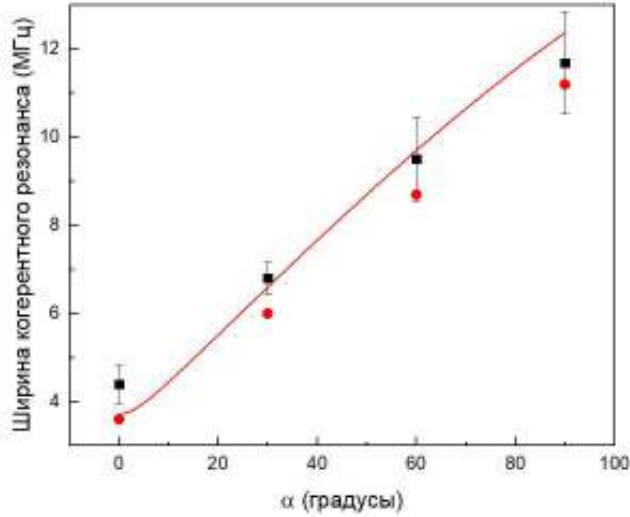


Рис. 2.6 — Зависимость ширины когерентного резонанса от угла между пучками 390 нм и 423 нм. Черные квадратики — экспериментально полученные ширины резонансов; красные кружочки — теоретический расчет ширин резонансов; кривая — аппроксимация экспериментальных данных

Также на рисунке 2.7 приведена оценка температуры облака по простой доплеровской теории [58]:

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{2} \frac{1 + I_{tot}/I_s + (\Delta_{\text{МОЛ}}/\Gamma)^2}{|\Delta_{\text{МОЛ}}|/\Gamma}, \quad (2.9)$$

где T — температура атомов, $\Gamma/2\pi$ — скорость спонтанного распада охлаждающего перехода $4s^2 \ ^1S_0 - 4s4p \ ^1P_1$, I_{tot} — полная интенсивность пучков МОЛ, I_s — интенсивность насыщения на переходе охлаждения, $\Delta_{\text{МОЛ}}$ — отстройка пучков МОЛ. Эксперимент проходил при следующих значениях параметров: $\Gamma/2\pi = 34,7$ МГц, $I_{tot} = 19,3$ мВт/см², $I_s = 60$ мВт/см². В работе [60] при измерении температуры по баллистическому разлету получены схожие результаты. Интенсивность охлаждающего излучения в нашем случае далека от насыщения.

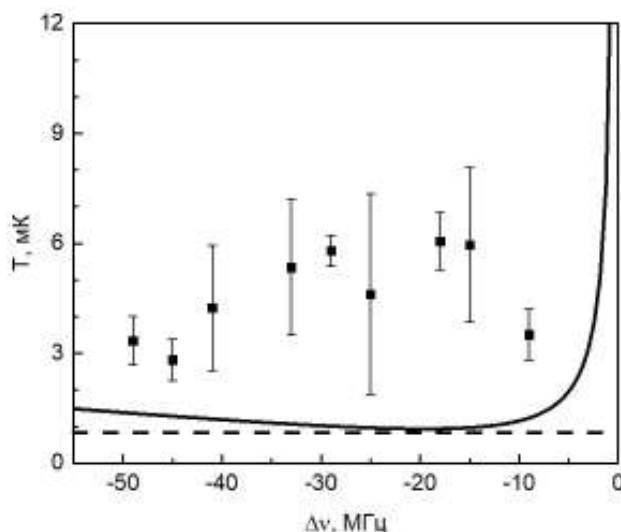


Рис. 2.7 — Зависимость температуры захваченных атомов кальция от отстройки охлаждающего излучения МОЛ. Пунктирной линией обозначено значение доплеровского предела для кальция 0,831 мК [59]. Черная кривая — теоретическая зависимость температуры от отстройки частоты охлаждающего излучения по доплеровской теории (2.9)

2.5. Основные результаты главы 2

В главе 2 описана схема регистрации ридберговских переходов в атоме кальция с энергетического уровня $4s4p\ ^1P_1$ в высоколежащие состояния с главным квантовым числом n до 120.

С использованием неразрушающей методики, основанной на падении резонансной флуоресценции атомов в магнитооптической ловушке, была проведена регистрация спектров энергий ридберговских переходов в $n\ ^1S_0$ для главного квантового числа n от 40 до 120. По экспериментально измеренным энергиям этих переходов было определено значение потенциала ионизации атома ^{40}Ca , которое составило $49305,91966(4)\text{ см}^{-1}$. Полученное значение порога ионизации является наиболее точным в настоящий момент, что позволяет точно настраивать лазерного излучение в резонанс с ридберговскими переходами, а также более прецизионно отстраивать частоту ионизирующего лазерного излучения выше порога ионизации для получения неидеальной ультрахолодной плазмы ^{40}Ca ,

и тем самым контролировать начальную температуру электронов в создаваемой плазме.

Проведено исследование температуры облака атомов ^{40}Ca с помощью метода дифференциальной двухфотонной спектроскопии в непрерывно работающей МОЛ, в зависимости от отстройки частоты охлаждающего лазерного излучения. По ширинам экспериментально исследованных ридберговских переходов было определено, что температура облака атомов составила порядка 5 мК. Разработанный подход измерения температуры атомов в МОЛ является универсальным и может быть применен также для измерения температуры в ячейках с горячим газом.

Глава 3. Ультрахолодная плазма кальция-40

Плазма, температура которой не превышает нескольких кельвинов, называется ультрахолодной плазмой, и получают ее путем ионизации атомов, охлаждаемых в магнитооптической ловушке. Впервые такая плазма была получена в 1999 году [3] в результате надпороговой ионизации атомов ксенона в МОЛ. В настоящее время в нескольких научных центрах получают ультрахолодную плазму с помощью фотоионизации атомов щелочноземельных металлов Ca и Sr [2], рубидия [61] и молекул NO [62]. В этих экспериментах исследуют нестационарную плазму в импульсном режиме. В плазме щелочноземельных металлов можно наблюдать за движением ионов в оптическом диапазоне, что существенно расширяет возможности диагностики ультрахолодной плазмы [63].

Ранее опубликованные статьи описывают создание и исследование ультрахолодной плазмы с помощью импульсных лазеров [64–66]. Преимущество этих исследований заключается в возможности создания и изучения сильнонеидеальной ультрахолодной плазмы высокой плотности. Однако время жизни такой плазмы ограничено микросекундами, что существенно усложняет проведение экспериментов. Кроме того, увеличение плотности ультрахолодной плазмы приводит к увеличению температуры и дальнейшему уменьшению времени жизни плазмы.

Отличием ультрахолодной плазмы, описанной в данной главе, является то, что все используемые в эксперименте лазерные источники являются непрерывными, что позволяет получать ультрахолодную плазму в стационарном режиме.

Несмотря на низкую концентрацию до 10^6 см^{-3} при температуре порядка 0,1 К такая плазма является сильновзаимодействующей с параметром неидеальности ионов около 1. Таким образом, было показано, что в непрерывном режиме возможно создание ультрахолодной плазмы с большим параметром неидеальности.

3.1. Схема реализации стационарной плазмы

Для получения плазмы из захваченных в МОЛ охлажденных атомов кальция ионизирующее лазерное излучение с длиной волны 390 нм, которое в экспериментах во 2 главе используется как возбуждающее ридберговские переходы, настраивается выше порога ионизации. Ион кальция имеет сильные переходы в оптическом диапазоне, на рисунке 3.1 представлена энергетическая схема уровней второго электрона в кальции, которые используются для подсветки ионов.

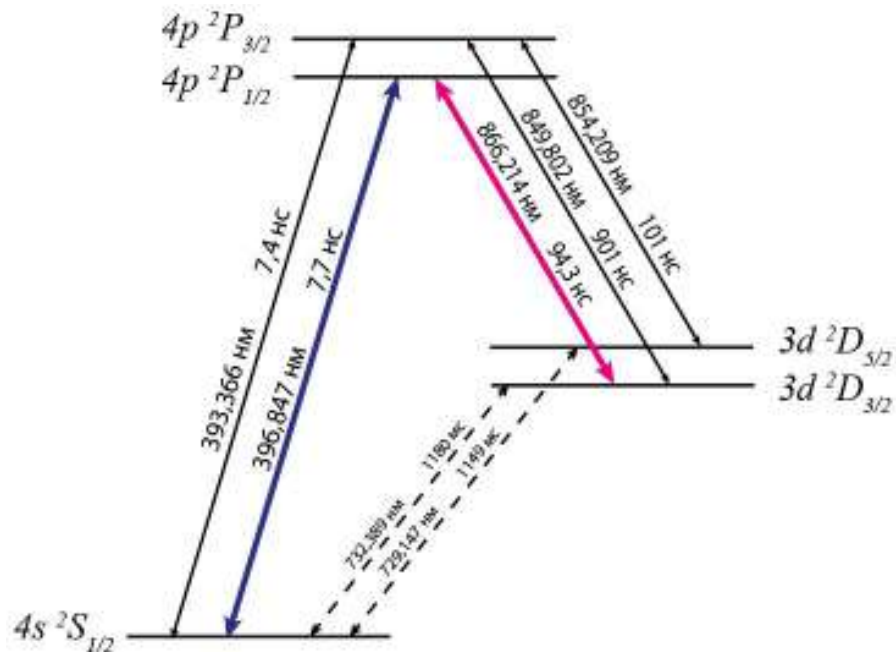


Рис. 3.1 — Энергетические схемы уровней иона $^{40}\text{Ca}^+$, цветными стрелками выделены переходы, используемые в эксперименте

Основное состояние иона кальция-40 $4s \ ^2S_{1/2}$ связано с состояниями

$4p^2P_{1/2}$ и $4p^2P_{3/2}$ дипольно-разрешенными переходами с длиной волны 397 нм и 393 нм соответственно. Эти P -состояния, в свою очередь, связаны дипольными переходами с длинами волн 850 нм, 866 нм, и 854 нм с метастабильными состояниями $3d^2D_{3/2}$ и $3d^2D_{5/2}$ (время жизни этих уровней больше секунды). D -состояния связаны с основным состоянием электрическим квадрупольными переходами.

В данной работе для подсветки и регистрации флуоресценции ионов используется переход $4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}$, соответствующий длине волны 397 нм с естественной шириной линии $2\pi \cdot 20,7$ МГц (точная частота перехода равна 755222766 МГц [67]). Этот лазер обеспечивает непосредственно флуоресценцию ионов в видимой области спектра. Поскольку ионы в возбужденном состоянии $4p^2P_{1/2}$ с вероятностью 7% распадаются в долгоживущее состояние $3d^2D_{3/2}$, для увеличения населенности p -уровня используется лазерное излучение оптической накачки 866 нм, создающееся диодным лазером. Естественная ширина данного перехода составляет $2\pi \cdot 1,69$ МГц и частота перехода 346000235 МГц [68]. Используемые ионные переходы известны в литературе с большой точностью, в связи с возможностью применения ионов кальция в метрологических задачах по созданию атомных часов (в диссертации [69] приведено теоретическое исследование возможностей применения ионов кальция для симпатического охлаждения иона алюминия). Параметры энергетических переходов иона кальция, а также интенсивности подсвечивающих пучков I и их диаметр d на уровне FWHM приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1 — Параметры энергетических переходов иона кальция

λ , нм	ν , МГц	Переход	$\frac{\Gamma}{2\pi}$, МГц	I_{sat} , $\frac{\text{мВт}}{\text{см}^2}$	I , $\frac{\text{мВт}}{\text{см}^2}$	d , см
397	755222766	$4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}$	20,7	43,3	350	0,20
866	346000235	$3d^2D_{3/2} - 4p^2P_{1/2}$	1,69	0,34	170	0,24

Лазерные пучки 397 нм и 866 нм распространяются сонаправленно в центр

МОЛ с одной стороны. Стоит отметить, что в данной экспериментальной установке собрана ловушка только для нейтральных атомов кальция. Ионы кальция не захватываются в центре МОЛ, но за счет работы всех лазерных источников в непрерывном режиме происходит постоянное возбуждение нейтральных атомов выше порога ионизации. Скорость возбуждения ионов превосходит скорость их ухода из области подсветки, поэтому в центре вакуумной камеры облако ионов может находиться в стационарном состоянии неограниченное время по сравнению с исследуемыми процессами.

3.1.1. Стабилизация частот источников лазерного излучения для создания и подсветки ионов

Для регистрации флуоресценции ионов ^{40}Ca необходимо иметь высокую стабильность частоты лазерного излучения 866 нм, в связи с небольшой естественной шириной спектральной линии перехода $3d^2D_{3/2} - 4p^2P_{1/2}$. Для стабилизации частоты этого излучения используется метод стабилизации на пике пропускания интерферометра Фабри-Перо (ИФП). Материалы, из которых изготавливаются резонаторные среды интерферометров, характеризуются определенным коэффициентом теплового расширения α , т.е. флуктуации температуры окружающей среды вызывают изменения длины интерферометра. Для оценки соответствующего относительного изменения оптической частоты воспользуемся формулой:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx -\alpha\Delta T. \quad (3.1)$$

Наиболее часто используемый при создании интерферометров материал это, например, плавленый кварц. Среднее значение его коэффициента теплового расширения $\alpha = 55 \cdot 10^{-8} \text{ K}^{-1}$ [70]. Для излучения $\lambda = 866 \text{ нм}$ при измерении

температуры ΔT на 0,1 К изменение частоты составит 19 МГц, при ширине перехода $3d^2D_{3/2} - 4p^2P_{1/2}$ равной 1,69 МГц. Можно сделать вывод, что для стабилизации частоты данного излучения нам необходимо использовать более высокостабильный интерферометр.

Для приготовления стабильного излучения лазера оптической накачки ионов мы используем систему Stable Laser Systems VH-610-4, которая представляет собой цилиндрический интерферометр из стекла марки ULE (ultra-low expansion), установленный на подставку, выполненную из того же материала. Состав данного материала подобран таким образом, чтобы обеспечить минимальный коэффициент теплового расширения α для заданной температуры. Интерферометр был изготовлен для стабилизации излучения со следующими значениями длин волн: 860 нм, 700 нм, 780 нм и 1978 нм; это позволит нам использовать этот интерферометр для стабилизации частоты различных лазерных источников, которые используются и планируется использовать для дальнейших экспериментов на этой установке. Вся стеклянная конструкция интерферометра помещена в герметичную камеру, в которой поддерживается вакуум на уровне порядка $5 \cdot 10^{-8}$ Торр. Для получения такого глубокого вакуума предварительно был проведен отжиг камеры интерферометра при температуре 80°C в течение трех дней при включенных роторным и турбомолекулярном насосах. Далее в систему загонялся инертный газ аргон для присоединения ионного насоса, который не может участвовать в процессе отжига. Затем в вакуумную камеру загружался стеклянный резонатор интерферометра, и проводилась снова откачка газа роторным и турбомолекулярным насосами. После установления вакуума порядка 10^{-5} Торр появлялась возможность запустить ионный насос, и по достижению уровня 10^{-10} Торр два насоса предварительного вакуума можно отключать и отсоединять от системы. После установления рабочей температуры произошло падение вакуума и стабилизация его значения на уровне 10^{-8} Торр.

Внутри камеры поддерживается температура $39,00 \pm 0,05^\circ\text{C}$ (производителем допускается ошибка в установлении температуры 1°C), при которой коэффициент теплового расширения α не будет превышать $0,1 \cdot 10^{-8} \text{ K}^{-1}$. Для лазерного излучения с $\lambda = 866 \text{ нм}$ при $\Delta T = 0,1 \text{ К}$ относительное изменение частоты $\delta\nu$ в данном случае составит не больше 35 кГц , что значительно меньше естественной ширины перехода $3d^2D_{3/2} - 4p^2P_{1/2}$.

Для экспериментального исследования плазмы кальция мы сосредоточились на стабилизации с помощью вышеописанного интерферометра частот двух лазерных источников: лазера подсветки ионов с длиной волны 866 нм и ионизирующего УФ лазера (для стабилизации которого по ИФП используется его излучение до кристалла удвоителя с длиной волны 780 нм). Принципиальная оптическая схема заведения двух лазерных пучков в один интерферометр приведена на рисунке 3.2. Основная часть интенсивности лазерных излучений заводится в оптическое волокно и отправляется в центр МОЛ, также производится непрерывный контроль длины волны с помощью измерителя длины волны Angstrom WS-U (λ -метра).

Для стабилизации частоты лазера 866 нм используется сигнал пропускания интерферометра, регистрируемый фотодиодом ФД-1, для излучения 780 нм — отраженный сигнал, регистрируемый фотодиодом ФД-2. Разделение пучков данных лазеров в пространстве производилось с помощью поляризационных элементов: делительных кубиков и четверть- и полуволновых пластинок. Часть излучения обоих лазеров заводилась через оптоволокно в измеритель длины волны Angstrom WS-U. Так как ширина полосы генерации лазерного излучения оптической накачки ионов сильно превышает ширину пиков ИФП, сделанного из стекла ULE, излучение этого диодного лазера предварительно стабилизируется на пике термостабилизированного перестраиваемого ИФП с большей шириной пиков пропускания, конструкция которого схожа с интерферометром, на

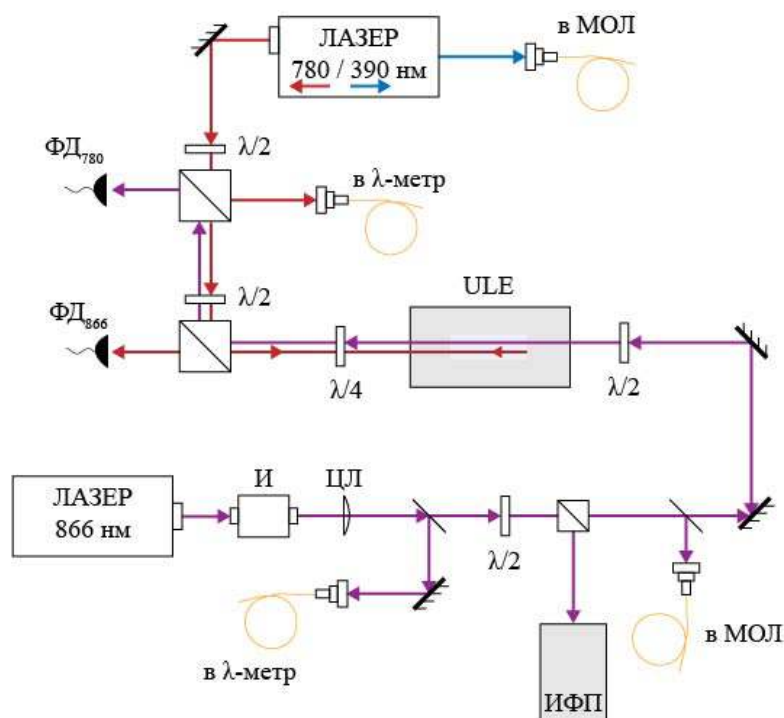


Рис. 3.2 — Оптическая схема стабилизации лазеров с длинами волн 866 нм и 780 нм с помощью высокостабильного интерферометра из стекла марки ULE (обозначение элементов на схеме соответствуют обозначениям на рисунке 1.6)

котором производится стабилизация лазерного излучения оптической накачки нейтральных атомов (см. статью [28]).

Лазерное излучение с длиной волны 397 нм для осуществления подсветки ионов кальция сканируется в окрестности перехода $4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}$ и в описанных ниже экспериментах в стабилизации не нуждается.

3.2. Регистрация облака ионов

Регистрация облака ионов, формирующегося в центре вакуумной камеры, производится с помощью CCD камеры (для пространственной регистрации облака ионов), и с помощью ФЭУ (для непрерывного контроля уровня флуоресценции ионов на подсвечиваемом переходе).

Для контроля интенсивности флуоресценции облака ионов в схеме, описанной в главе 1.5.1, после выхода оптического волокна была добавлена дифрак-

ционная решетка, после которой появляется возможность пространственно разделить излучение нейтральных атомов (на длине волны 423 нм) от излучения ионов кальция (на длине волны 397 нм) и регистрировать их отдельно на двух фотоэлектронных умножителях ($\PhiЭУ_{atoms}$ и $\PhiЭУ_{ions}$ соответственно). Перед каждым $\PhiЭУ$ располагается полосовой светофильтр, пропускающий только регистрируемую длину волны и блокирующий частоты, не относящиеся к излучению атомов или ионов.

Лазерное излучение оптической накачки ионов 866 нм стабилизировано на частоте перехода $3d^2D_{3/2} - 4p^2P_{1/2}$. Излучение длиной волны 397 нм сканируется в окрестности частоты подсвечивающего плазму перехода $4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}$. Когда частота излучения совпадает с частотой перехода, при помощи $\PhiЭУ_{ions}$ регистрируется увеличение интенсивности на длине волны 397 нм. Пример сигнала флуоресценции ионов представлен на рисунке 3.3 (а).

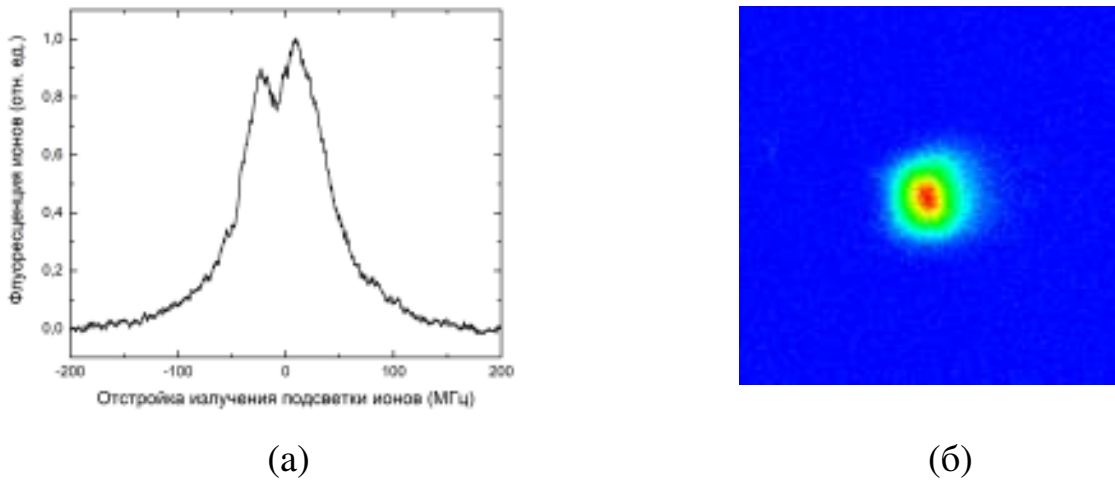


Рис. 3.3 — (а) Сигнал флуоресценции ионов на длине волны 397 нм, где 0 по горизонтальной оси соответствует частоте перехода $4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}$ в ионах; (б) фотография облака ионов, сделанная на CCD камеру

Для оценки объема, занимаемого ионами, делается фотография на калиброванную CCD камеру (рисунок 3.3 (б)), из которой вычитается засветка от флуоресценции облака нейтральных атомов и фоновая засветка отражения

лазерных пучков от стенок металлической вакуумной камеры. Диаметр получившегося облака ионов в данном эксперименте составляет 1,4 мм на уровне FWHM.

3.3. Оценка стационарной концентрации ионов

Для проведения следующих ниже оценок возьмем типовые для проводимых экспериментов начальные условия:

- $n_{g0} = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ — пиковая концентрация атомов в МОЛ;
- $n_{g01} = n_{g0}(1 - a) \text{ см}^{-3}$ — концентрация атомов в МОЛ при включенном ионизирующем излучении, уменьшающем флуоресценцию облака в $1 - a$, где a — доля ионизованных атомов от общего количества захваченных атомов в МОЛ;
- $\tau_{\text{МОЛ}} = 0,18 \text{ с}$ — время жизни атомов кальция в МОЛ;
- $\tau_i = 26,5 \text{ мкс}$ — среднее время разлета ионов, при минимальной начальной температуре электронов;
- $\gamma = \frac{1}{\tau_{\text{МОЛ}}}$ — коэффициент линейных потерь атомов кальция;
- $L = \frac{1}{\tau_i}$ — коэффициент линейных потерь ионов кальция;

Изменение концентрации нейтральных атомов во времени описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{dn_g(t)}{dt} = R - \gamma n_g(t). \quad (3.2)$$

В стационарном случае имеем:

$$R = \gamma n_{g0}, \quad (3.3)$$

в этом случае ловушка загружается нейтральными атомами до максимального значения концентрации n_{g0} . Если мы добавляем в систему источник потерь, связанный с уходом атомов выше порога ионизации и получаем следующее выражение:

$$\frac{dn_g(t)}{dt} = R - \gamma n_g(t) - \Gamma n_g(t), \quad (3.4)$$

при этом ловушка загружается нейтральными атомами только до концентрации $n_{g01} < n_{g0}$.

В стационарном случае:

$$0 = R - \gamma n_{g01} - \Gamma n_{g01}, \quad (3.5)$$

в этом выражении последний коэффициент Γn_{g01} определяет уход нейтральных атомов в плазму.

Рассмотрим дифференциальные уравнения для ионов:

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = \Gamma n_g(t) - Ln_i(t). \quad (3.6)$$

Для стационарного случая проведем замену $\Gamma n_{g01} = R_i$, и получаем:

$$R_i = Ln_{i0}. \quad (3.7)$$

Далее мы можем найти стационарную концентрацию ионов:

$$n_{i0} = \frac{R_i}{L}. \quad (3.8)$$

Если интенсивность ионизирующего лазерного излучения такова, что вы-

ше порога ионизации переведено 50% (коэффициент $a = 0,5$) нейтральных атомов, то получившаяся концентрация ионов $n_{i0} = 2,2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Увеличение процента возбужденных в плазму нейтральных атомов путем повышения интенсивности ионизирующего излучения, а также настройка параметров МОЛ для большего захвата нейтральных атомов, позволяет реализовать на данной установке стационарную концентрацию ионов порядка 10^6 см^{-3} .

Для оценки количества образованных в стационаре ионов, необходимо знать геометрические размеры получившегося ионного облака. Так например, для облака ионов диаметром на уровне FWHM 1,4 мм при концентрации ионов в данном эксперименте порядка $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, учитывая Гауссово распределение частиц в исследуемом объеме, получим 1600 ионов в стационаре. Фотографию размера облака ионов необходимо делать каждый раз при изменении интенсивности ионизирующего лазерного излучения, так как размер области, занимаемой плазмой, зависит от начальной концентрации частиц.

3.4. Исследование кинетики плазмы кальция-40

Одним из исследуемых параметров плазмы является скорость разлета ионов. Возбуждающее плазму ионизирующее УФ излучение выключалось с помощью акустооптического модулятора, скорость срабатывания которого на 2 порядка выше исследуемых в плазме процессов. Приход новых ионов из нейтральных атомов прекращался, и на ФЭУ_{ions} регистрировалось падение сигнала флуоресценции на длине волны 397 нм. Зависимость времени разлета ионов от отстройки частоты ионизирующего лазерного излучения выше порога ионизации была пересчитана в зависимость от электронной температуры по формуле $h\delta\nu = \frac{3}{2}k_B T_e$.

Время разлета ионов составляет десятки мкс. Для регистрации таких быст-

рых процессов необходимо согласовать фотоэлектронный умножитель с внутренним сопротивлением 50 Ом с мегаомным сопротивлением осциллографа, что сильно ухудшает чувствительность нашей системы регистрации. Для того, чтобы иметь возможность разрешать такие быстрые процессы, была разработана печатная плата на основе трансимпедансного усилителя с коэффициентом усиления 500 и способностью разрешать сигналы длительностью десятки нс, что заведомо меньше исследуемых микросекундных процессов в плазме (описание схемы усилителя приведено в приложении А).

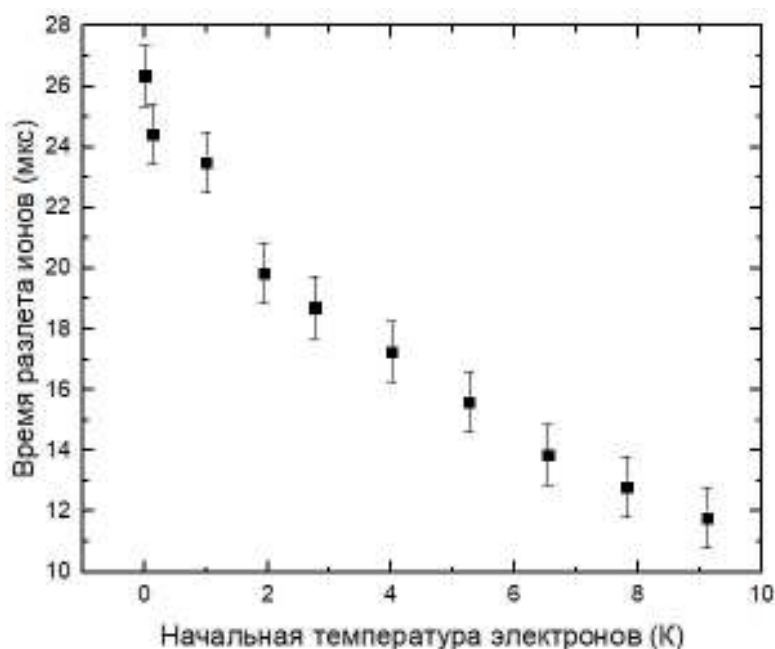


Рис. 3.4 — Зависимость времени разлета ионов от начальной температуры электронов

На рисунке 3.4 приведена экспериментальная зависимость времени разлета ионов от начальной температуры электронов. При выключении ионизирующего лазерного излучения сигнал флуоресценции ионов на подсвечиваемой их длине волны резко уменьшалась по экспоненциальной зависимости. Время разлета определялось по спаду сигнала флуоресценции ионов на уровне $1/e$. Исследуемый сигнал усреднялся по множеству экспериментов, которые можно повторять не чаще, чем время установления стационарной концентрации ионов

в ультрахолодной плазме.

Надо отметить, что при включении ионизирующего лазерного излучения наблюдается переходной процесс при увеличении концентрации ионов до значения, соответствующего стационарному состоянию. Чтобы определить, как меняется концентрация ионов от времени с момента включения ионизирующего лазера и до установления стационара сначала необходимо решить дифференциальное уравнение для атомов (3.4) при условии, что в начальный момент времени в ловушке их максимальное количество $N_g(0) = N_{g0}$. Аналитическое решение этого уравнения будет:

$$n_g(t) = \frac{e^{-t(\gamma+\Gamma)}(\gamma N_{g0} + \Gamma N_{g0} - R + e^{t(\gamma+\Gamma)} R)}{\gamma + \Gamma}. \quad (3.9)$$

Теперь решим аналитически уравнение (3.6) с начальным условием $n_i(0) = 0$, зная, что концентрация атомов в МОЛ меняется согласно уравнению (3.4). В результате получим следующую зависимость изменения концентрации ионов от времени:

$$n_i(t) = \frac{1}{L(\gamma + \Gamma)(-\gamma - \Gamma + L)} \Gamma e^{-(t(\gamma+\Gamma-L))-Lt} \left[\gamma L N_{g0} \left(1 - e^{t(\gamma+\Gamma-L)} \right) + \right. \\ \left. + \Gamma L N_{g0} \left(1 - e^{t(\gamma+\Gamma-L)} \right) + \gamma R e^{(\gamma+\Gamma-L)t} - \gamma R e^{(\gamma+\Gamma-L)t+Lt} + \right. \\ \left. + \Gamma R e^{(\gamma+\Gamma-L)t} - \Gamma R e^{(\gamma+\Gamma-L)t+Lt} - LR + L R e^{(\gamma+\Gamma-L)t+Lt} \right] \quad (3.10)$$

Подставим в получившееся уравнение (3.10) начальные условия из раздела 3.3 и отложим на графике 3.5.

Из рисунка 3.5 видно, что стационарная концентрация ионов, равная примерно $2,3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ устанавливается через 0,5 с после включения ионизиру-

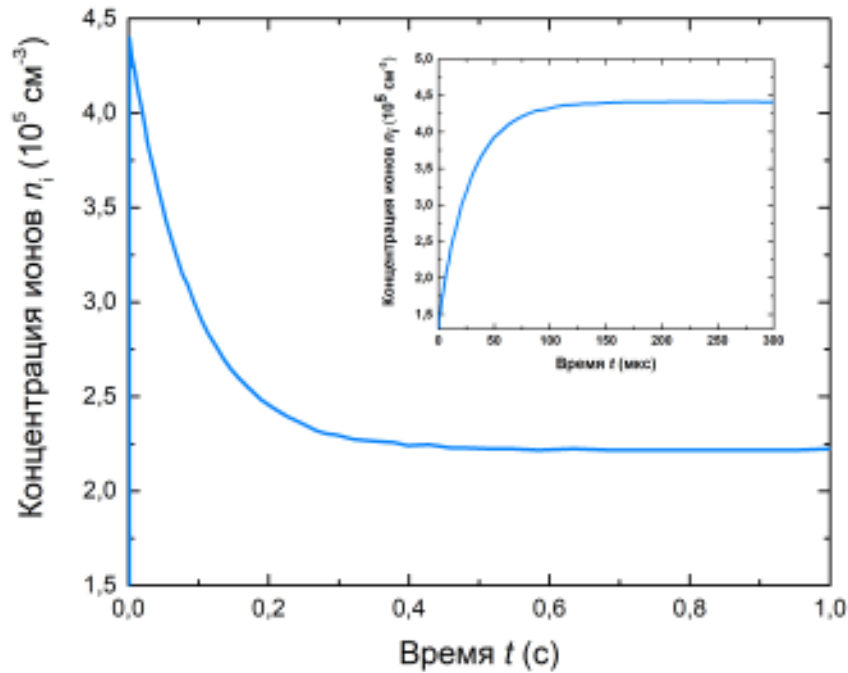


Рис. 3.5 — Процесс установления стационарной концентрации ионов при включении ионизирующего УФ излучения в момент времени $t = 0$

щего излучения. Наличие переходного процесса процессе установления стационарной концентрации ионов также наблюдалось и в эксперименте.

3.5. Некоторые оценки параметров стационарной ультрахолодной плазмы

Дебаевской длиной (или дебаевским радиусом) называется расстояние, на которое распространяется действие электрического поля отдельного заряда в плазме. Для оценки этого параметра в исследуемой стационарной плазме воспользуемся формулой:

$$r_D = \left(\frac{k_B T_e \epsilon_0}{n_e e^2} \right)^{1/2}, \quad (3.11)$$

где k_B — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, ε_0 — электрическая постоянная, T_e — начальная температура электронов. Частота ионизирующего излучения легко контролируется и может ионизировать атомы с заданной начальной энергией электронов ΔE , превышающей порог ионизации E_i . Эта энергия соответствует начальной температуре электронов $T_e = 2\Delta E/3k_B$ от 0,05 до 100 К и более при минимальной температуре ионов около 1 мК. Так например, для $T_e = 0,05$ К радиус Дебая составляет 0,15 мм при самой пессимистичной оценке концентрации электронов n_e в нашей системе 10^4 см⁻³. Отметим, что радиус Дебая в такой плазме много меньше характерного размера облака ультрахолодной плазмы.

В ультрахолодной плазме можно определить температуру ионов, исходя из их начальной концентрации. Как было показано в [71], за времена существенно меньше времени жизни плазмы за счет преобразования потенциальной кулоновской энергии в кинетическую происходит быстрый разогрев ионов (ДИН) до температуры:

$$T_i^{ДИН} \approx \frac{e^2}{8,6\pi a_{ws}\varepsilon_0 k_B}. \quad (3.12)$$

Неидеальность плазмы характеризуется параметром Γ_i , который определяется как отношение средней потенциальной энергии к кинетической. Для оценки параметра неидеальности исследуемой нами ультрахолодной плазмы мы определяли среднюю потенциальную энергию, используя размер ячейки Вигнера–Зейтца [72]. Тогда параметр неидеальности для ионов найдем по формуле:

$$\Gamma_i = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 a_{ws}} \frac{1}{kT_i^{ДИН}}, \quad (3.13)$$

где радиус ячейки Вигнера–Зейтца определяется выражением $a_{ws} = \left(\frac{3}{4\pi n_i}\right)^{1/3}$.

В работе [71] показано, что независимо от концентрации ионов в плазме

из-за эффекта ДИН максимальный параметр неидеальности $\Gamma_i \approx 2$. В нашем случае, если концентрация ионов n_i составляет 10^5 см^{-3} , то ионная температура будет примерно равна 0,05 К. Отметим, что в связи с тем, что все лазерные источники, используемые в эксперименте, работают в непрерывном режиме и плазма является стационарной, данное значение параметра неидеальности может сохраняться бесконечное количество времени по сравнению с процессами, происходящими в плазме.

Электронейтральность создаваемой ультрахолодной плазмой зависит от величины начальной энергии электронов. После формирования облака плазмы самые быстрые электроны улетают. Потенциал ионов, удерживающий один электрон в сфере со среднеквадратичным радиусом нормального пространственного распределения положительных ионов σ , можно записать как:

$$U = \frac{\sqrt{2/\pi} e^2}{4\pi\sigma\epsilon_0} \quad (3.14)$$

Глубина потенциала, создаваемого ионами, становится равной начальной кинетической энергии электронов. Из этого соотношения можно рассчитать количество положительно заряженных ионов, превышающих число оставшихся в плазме электронов как:

$$N^+ = \frac{\Delta E}{U} = \frac{(2\pi)^{3/2} \sigma \epsilon_0 \Delta E}{e^2}. \quad (3.15)$$

Зная общее количество находящихся в объеме ионов, мы можем вычислить дисбаланс заряда в образовавшейся плазме. Оценки по формуле (3.15), а также результаты эксперимента [73], показывают, что дисбаланс заряда при малой начальной энергии электронов (в зависимости от концентрации ионов) может быть меньше 1%. Это позволяет считать такую ультрахолодную неидеальную плазму электронейтральной.

Коэффициент столкновительной рекомбинации α_T в модели Томсона для слабонеидеальной плазмы определяется как произведение частоты межэлектронных столкновений на вероятность обнаружения электрона на расстоянии $r_T = \frac{e^2}{T_e}$ от иона и может быть описан формулой [74]:

$$\alpha_T = 2,07 \frac{e^{10}}{m_e^{1/2} \cdot T_e^{9/2}}, \quad (3.16)$$

где m_e — масса электрона.

В работе [75] показано, что в ультрахолодной плазме с параметром неидеальности порядка 1, зависимость коэффициента рекомбинации от концентрации и температуры электронов будет описываться выражением:

$$\alpha_T n_e^2 = 0,58 \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \cdot \left(\frac{\Gamma_e / 1,6}{\Gamma_e / 1,6 + 1} \right)^{9/2}. \quad (3.17)$$

Так как создание ультрахолодной плазмы производится в магнитооптической ловушке, то согласно [76] надо учесть влияние магнитного поля на процесс рекомбинации. Долю оставшихся в системе электронов можно вычислить:

$$N^- = e^{-\alpha_T n_e^2 F \tau}, \quad (3.18)$$

где время взаимодействия электронов и ионов τ порядка 10^{-4} с, вклад магнитного поля на количество оставшихся электронов определяется $F = 1 - e^{-G}$, учитывая что:

$$G = \frac{48 k_B^3 \pi^2 T_e^3 \epsilon_0^2 m_e}{B^2 e^6}. \quad (3.19)$$

Таким образом даже при небольшом значении магнитного поля порядка 0,0003 Тл, минимальной начальной температуре электронов и концентрации ионов до 10^5 см^{-3} параметр неидеальности для электронов Γ_e может быть

сравним с ионным параметром неидеальности. В результате рекомбинирует не больше 10% частиц, поэтому вклад эффекта рекомбинации в потери ионов и электронов из области возбуждения плазмы можно считать достаточно малым. В работах других экспериментальных групп, где исследуют более плотную плазму в импульсном режиме [71], температура электронов достаточно высока, и потребовалось бы большое значение магнитного поля для уменьшения процесса рекомбинации.

3.6. Резонанс когерентного пленения населенностей в спектре флуоресценции ионов кальция в Λ -схеме

Для описание формы спектра флуоресценции ионов (см. раздел 3.2 рисунок 3.3), полученного при сканировании частоты подсвечивающего излучения в окрестности перехода $4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}$, рассмотрим схему энергетических уровней иона ^{40}Ca .

Интересной особенностью многоуровневой системы является то, что ее не всегда можно возбудить на верхние уровни, так как в такой системе существуют особые суперпозиционные состояния, не взаимодействующие с оптическими полями. В этом случае говорят, что система находится в состоянии когерентного пленения населенностей — КПН (в англоязычной литературе используется термин *electromagnetically induced transparency* — EIT или электромагнитно-индуцированная прозрачность). Для наблюдения этого квантового эффекта необходимо соблюсти определенные условия на интенсивность и частотные отстройки возбуждающих систему оптических пучков от энергетических уровней. При выполнении этих условий система может находиться в состоянии КПН и практически не взаимодействует с оптическим полем [77].

В нашем случае два лазерных излучения взаимодействуют с тремя состояниями иона, образуя трехуровневую Λ -систему, состоящую из двух долгоживущих состояний (основное состояние $4s^2S_{1/2}$ и метастабильный уровень $3d^2D_{3/2}$) и одного возбужденного $4p^2P_{1/2}$. В структуре иона оба долгоживущих состояния приводятся в одно возбужденное состояние. Когда ион оказывается в верхнем состоянии, невозможно определить, по какому пути ион попал в это возбужденное состояние, что приводит к интерференции, аналогичной той, которая была обнаружена в эксперименте с двумя щелями Юнга. В результате это приводит к тому, что ионы больше не могут поглощать фотоны, и в конечном итоге все ионы окажутся в «ловушке» в основных состояниях. В результате они находятся в так называемом темном состоянии и не взаимодействуют с оптическим полем. В эксперименте этот эффект наблюдается как «провал» интенсивности в спектре флуоресценции. Для удобства дальнейших математических выкладок обозначим энергетический состояния в трехуровневой системе цифрами (см. рисунок 3.6).

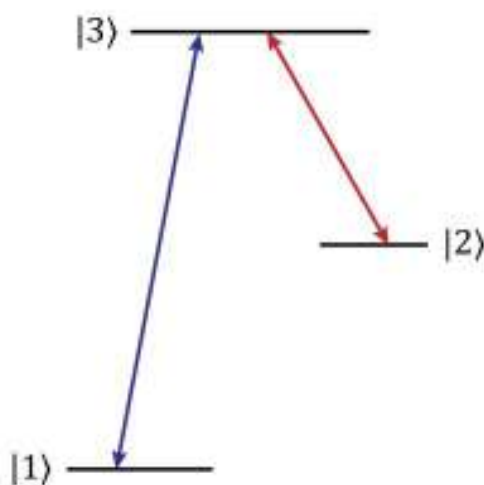


Рис. 3.6 — Трехуровневая энергетическая схема ионов кальция

Для описания ансамбля атомов будем использовать формализм матрицы плотности [78]. В нашей трехуровневой системе матрица плотности запишется

следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l} i\dot{\rho}_{11} = -0,5g_1(\rho_{31} - \rho_{13}) + 2i\gamma_1\rho_{33} \\ i\dot{\rho}_{22} = -0,5g_2(\rho_{32} - \rho_{23}) + 2i\gamma_2\rho_{33} \\ i\dot{\rho}_{33} = 0,5g_1(\rho_{31} - \rho_{13}) + 0,5g_2(\rho_{32} - \rho_{23}) - 2i(\gamma_1 + \gamma_2)\rho_{33} \\ i\dot{\rho}_{13} = -0,5g_1(\rho_{33} - \rho_{11}) + 0,5g_2\rho_{12} - i\rho_{13}(\gamma - i(\Omega_1 - k_1v)) \\ i\dot{\rho}_{23} = -0,5g_2(\rho_{33} - \rho_{22}) + 0,5g_1\rho_{21} - i\rho_{23}(\gamma - i(\Omega_2 - k_2v)) \\ i\dot{\rho}_{12} = -0,5g_1\rho_{32} + 0,5g_2\rho_{13} - i\rho_{12}(\Gamma - i(\Omega_1 - \Omega_2 - (k_1 - k_2)v)) \\ \rho_{ij}^* = \rho_{ij} \end{array} \right. \quad (3.20)$$

где g_i — частоты Раби соответствующих переходов; $2\gamma_i$ — парциальные скорости распада, где $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$; Ω_i — частотные отстройки от резонанса; k_i — волновые числа; Γ — скорость разрушения когерентности между нижними состояниями $|1\rangle$ - $|2\rangle$.

Для учета влияния геометрии подсвечивающих ионы лазерных пучков, расчеты были проведены при замене k_iv на $\vec{k}_i\vec{v}$ в уравнениях на матрицу плотности. Так как два вектора лежат в одной плоскости, конечный результат свертывался с двумерным распределением Максвелла. Результат решения уравнений (3.20) представлен на рисунке ниже.

Видно, что в расчете для встречно направленных лазерных пучков ЕИТ эффект практически не наблюдался, а для сонаправленных — ЕИТ эффект наиболее контрастен. То же было обнаружено и в эксперименте, где подсвечивающих плазму лазерные пучки направлялись в центр вакуумной камеры под различными углами. На рисунке 3.8 красным цветом выделен спектр флуоресценции ионов, полученный для сонаправленных пучков (угол 0°). Далее при увеличении угла между волновыми векторами этот эффект становился менее контрастным

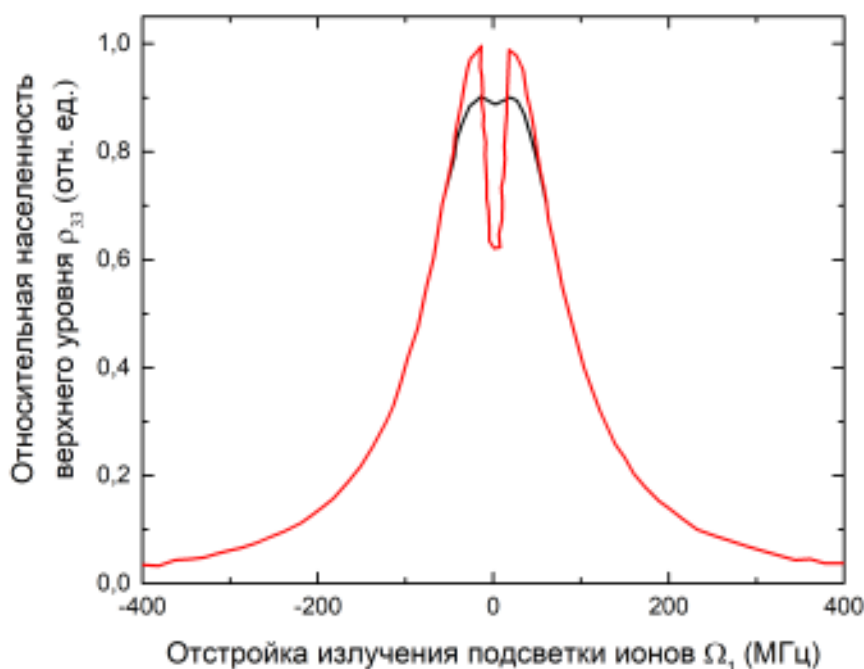


Рис. 3.7 — Теоретически определенная форма спектра флуоресценции ионов. Красная кривая — флуоресценция ионов при сонаправленном распространении подсвечивающих пучков, черная — для встречных пучков

и при угле 180° не наблюдался вовсе.

Следует отметить, что в данном эксперименте используется большая интенсивность лазерных пучков по сравнению с интенсивностью насыщения переходов, что приводит к плохой контрастности резонанса. Если уменьшить интенсивность лазера оптической накачки 866 нм так, чтобы частота Раби стала сравнимой с шириной перехода, то контрастность возрастет и станет разрешен ЕИТ-резонанс даже для встречных пучков. Общий сигнал/шум при этом резко упадет, так как плотность исследуемой плазмы довольно мала. Для разрешения сигнала флуоресценции ионов в этом случае придется менять технику диагностики, использовать более чувствительный фотодетектор или проводить исследование ЕИТ-резонанса в импульсном режиме, усредняя при этом искомый сигнал по большому числу экспериментов.

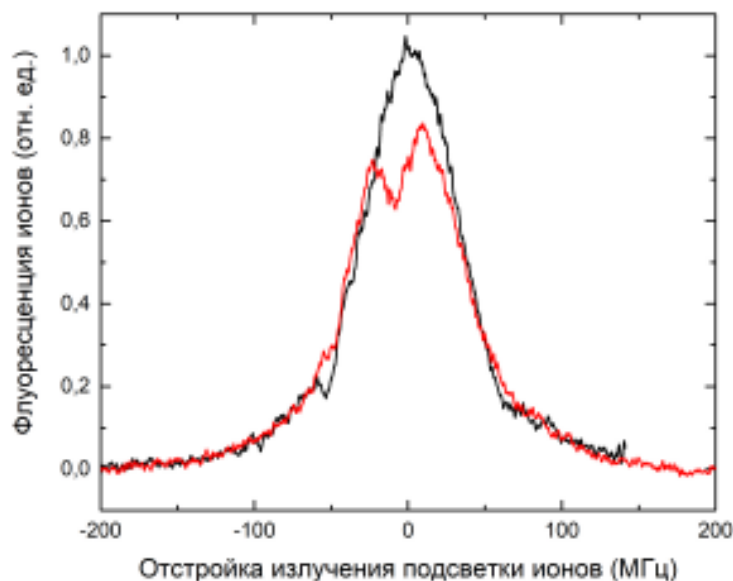


Рис. 3.8 — Экспериментально определенная форма спектра флуоресценции ионов. Красная кривая — флуоресценция ионов при сонаправленном распространении подсвечивающих пучков, черная — для встречных пучков

В дальнейшем планируется проведение исследования ЕИТ резонанса флуоресценции ионов кальция для определения вклада доплеровского уширения в ширину регистрируемого спектра и оценки температуры ионов в плазме.

3.7. Автоионизация высоковозбужденных атомов

Заселение атомами ридберговских уровней можно регистрировать не только по флуоресценции этих уровней или, как в экспериментах в главе 2, по падению флуоресценции атомов на охлаждающем переходе, но и с помощью детектирования ионов или электронов, которые образуются в следствии процессов фотоионизации, столкновительной, полевой ионизации или автоионизации. В нашем случае регистрируется поглощение фотонов на атомном переходе $4s4p\ ^1P_1 - nl$ по детектированию ионов, получаемых при ионизации верхнего возбужденного состояния.

При экспериментальном исследовании атомов щелочноземельных металлов имеется возможность возбуждения одновременно двух электронов на вышележащие орбиты при помощи оптического излучения, поскольку на внешней орбите находятся два валентных электрона. Такой атом имеет очень короткое время жизни за счет возникновения автоионизационного состояния [31]. За пикосекундные времена внешний электрон из высоколежащего ридберговского состояния переходит выше порога ионизации, а нижний электрон возвращается в основное состояние (в нашем случае $4s^2S_{1/2}$). Увеличить время жизни таких атомов можно за счет увеличения главного квантового числа n или орбитального квантового числа l внешнего валентного электрона [79]. Кроме того, вероятность автоионизации атомов очень чувствительна к внешнему электрическому полю, что делает автоионизационные состояния щелочноземельных металлов перспективным детектором малых электрических полей с хорошим пространственным разрешением. Такие детекторы важны при оценке паразитных полей на установках по созданию высокоточных атомных часов.

В данном разделе продемонстрирован чувствительный метод детектирования разреженной ультрахолодной плазмы на основе автоионизационных резонансов ридберговских атомов ^{40}Ca в непрерывно работающей магнитооптической ловушке. Схема уровней нейтральных атомов кальция, задействованных в эксперименте и используемых для подсветки энергетических уровней ионов приведена на рисунке 3.9. В описанном ниже эксперименте лазерное излучение с длиной волны 390 нм используется в качестве ионизирующего. Начальное превышение энергии электронов над порогом ионизации E_i было достаточно малым (порядка 10^{-3} К в единицах начальной температуры электронов), что позволяет, как было показано в разделе 3.5, получать электронейтральную стационарную ультрахолодную плазму, а изменение мощности этого лазерного излучения позволяет менять концентрацию плазмы. Для реализации ридберговских перехо-

дов в атоме кальция используется дополнительный лазерный источник с длиной волны 798 нм, возбуждающий переход $4s5p\ ^1P_1 - nl$.

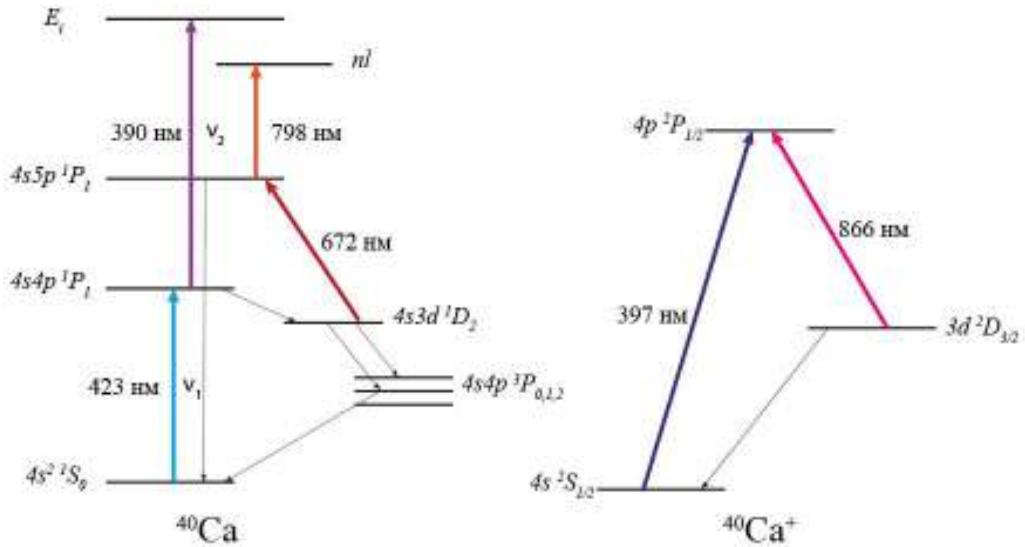


Рис. 3.9 — Энергетические схемы уровней для атома и иона кальция-40

В первых экспериментах зарегистрировать ридберговские переходы $4s5p\ ^1P_1 - nl$ не удалось, поэтому была проведена оценка населенности энергетического уровня $4s5p\ ^1P_1$ в атоме кальция, приведенная ниже.

Потери из-за переходов атомов в метастабильное состояние можно анализировать с помощью модели скоростных уравнений. На рисунке 3.10 приведена схема переходов в атоме кальция, а так же скорости этих переходов приведены в таблице 3.2.

Система связанных дифференциальных уравнений может быть построена и решена, чтобы вычислить относительные населенности на каждом из уровней как функцию времени. Предполагая, что скорость загрузки атомов является постоянной, уравнения можно записать следующим образом:

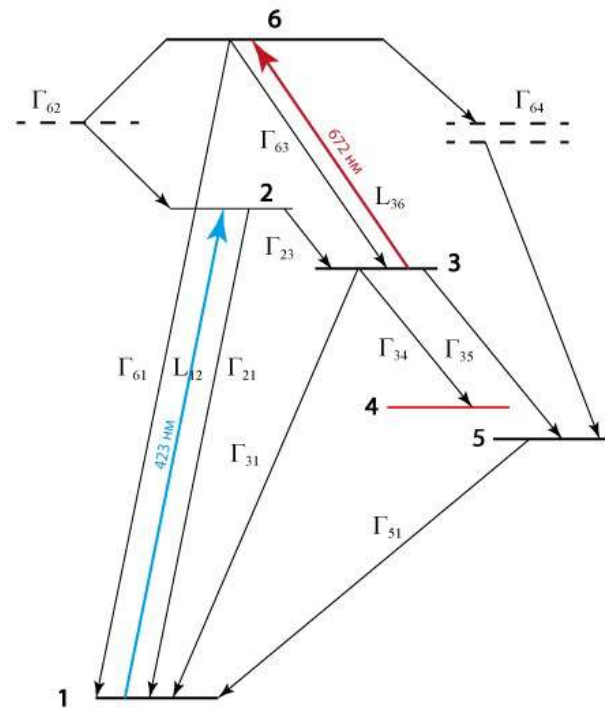


Рис. 3.10 — Схема энергетических уровней атома кальция, в которой скорости переходов между уровнями приведены в таблице 3.2

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \dot{N}_1 = R - L_{1-2}(\Delta_{\text{МОЛ}}, I)(N_1 - N_2) + \Gamma_{21}N_2 + \Gamma_{31}N_3 + \Gamma_{51}N_5 + \Gamma_{61}N_6, \\
 \dot{N}_2 = L_{1-2}(\Delta_{\text{МОЛ}}, I)(N_1 - N_2) - \Gamma_{21}N_2 - \Gamma_{23}N_2 + \Gamma_{62}N_6, \\
 \dot{N}_3 = \Gamma_{23}N_2 - \Gamma_{31}N_3 - \Gamma_{34}N_3 - \Gamma_{35}N_3 - L_{3-6}(\Delta_{\text{МОЛ}}, I)(N_3 - N_6) + \\
 + \Gamma_{63}N_6, \\
 \dot{N}_5 = \Gamma_{35}N_3 + \beta\Gamma_{64}N_6 - \Gamma_{51}N_5, \\
 \dot{N}_6 = L_{3-6}(\Delta_{\text{МОЛ}}, I)(N_3 - N_6) - \Gamma_{61}N_6 - \Gamma_{62}N_6 - \Gamma_{63}N_6 - \Gamma_{64}N_6.
 \end{array} \right. \quad (3.21)$$

где

$$L_{i-j}(\Delta_{\text{МОЛ}}, I) = \frac{\Gamma_{ij}^3}{8} \left[\frac{\frac{I}{I_{\text{sat}}}}{\Delta_{\text{МОЛ}}^2 + \left(\frac{\Gamma_{ij}}{2}\right)^2} \right], \quad (3.22)$$

Таблица 3.2 — Скорости переходов в атоме кальция-40

i	j	$\Gamma_{ij}, \text{с}^{-1}$
2	1	$2,18 \cdot 10^8$
2	3	2180
3	1	40
3	4	96
3	5	300
5	1	2320
6	1	$0,26 \cdot 10^6$
6	2	$2,1 \cdot 10^6$
6	3	$1,2 \cdot 10^7$
6	4	$0,34 \cdot 10^6$

β — коэффициент, который описывает долю атомов, которые возвращаются из состояния 6 в основное состояние через триpletный уровень, равный 0,5.

В стационарном состоянии общее количество захваченных атомов постоянно, и $\dot{N}_1 = \dot{N}_2 = \dot{N}_3 = \dot{N}_5 = \dot{N}_6 = 0$. Решая систему линейных уравнений, можно найти значения относительных населенностей уровней атома. Результаты расчета приведены в таблице 3.3.

Таблица 3.3 — Относительные населенности уровней атома

Номер уровня	Относительная населенность
1	0,281
2	0,04
3	$1,23 \cdot 10^{-4}$
5	$2,405 \cdot 10^{-3}$
6	$3,261 \cdot 10^{-5}$
На всех уровнях	0,324

Населенность энергетического уровня $4s5p \ ^1P_1$, обозначенного в таблице 3.3, более чем в 300 раз меньше населенности верхнего уровня 2 основного охлаждающего перехода. Для регистрации такого небольшого количества частиц и улучшения соотношения сигнала к шуму было предложено проводить исследование автоионизационного процесса, усредняя исследуемый сигнал с

помощью синхронного усилителя.

При перестройке частоты лазерного излучения с длиной волны 798 нм вблизи ридберговского перехода наблюдается увеличение флуоресценции на ионном переходе $4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}$ (кривая 1 на рисунке 3.11). При этом добавление ионизирующего лазерного излучения, создающего ультрахолодную плазму, приводит к увеличению вероятности процесса автоионизации (кривая 2, рисунке 3.11). Было проведено исследование этого процесса в режиме, когда мощность ионизирующего излучения уменьшает флуоресценцию облака ультрахолодных нейтральных атомов не более чем на 11%, а излучение, возбуждающее ридберговские состояния (798 нм), не более чем на 5%. Таким образом были зарегистрированы переходы с высоколежащее ридберговское состояние n^1D_2 и n^1S_0 с главным квантовым числом n в диапазоне от 70 до 120. Описанные ниже эксперименты проводился при регистрации перехода 90^1D_2 — вероятность перехода в состояние D выше, а значит и сигнал/шум при регистрации флуоресценции ионов будет значительно лучше, чем при переходе в состояние S , и, тем более, в состояния с большим орбитальным квантовым числом.

На рисунке 3.12 приведена зависимость амплитуды резонансов, показанных на рисунке 3.11, от мощности ионизирующего излучения P_{390} (т.е. от разной концентрации ионов в ультрахолодной плазме). Концентрация ионов линейно зависит от мощности ионизирующего излучения в представленном на рисунке 3.12 диапазоне.

Одновременное возбуждение атома кальция в ридберговское состояние и возбуждение второго валентного электрона в состояние $4p^2P_{1/2}$ мгновенно переводит внешний валентный электрон за порог ионизации, а наличие внешних полей, в том числе увеличение концентрации ультрахолодной плазмы за счет добавления ионизирующего излучения, приводит к увеличению вероятности автоионизационного процесса [80].

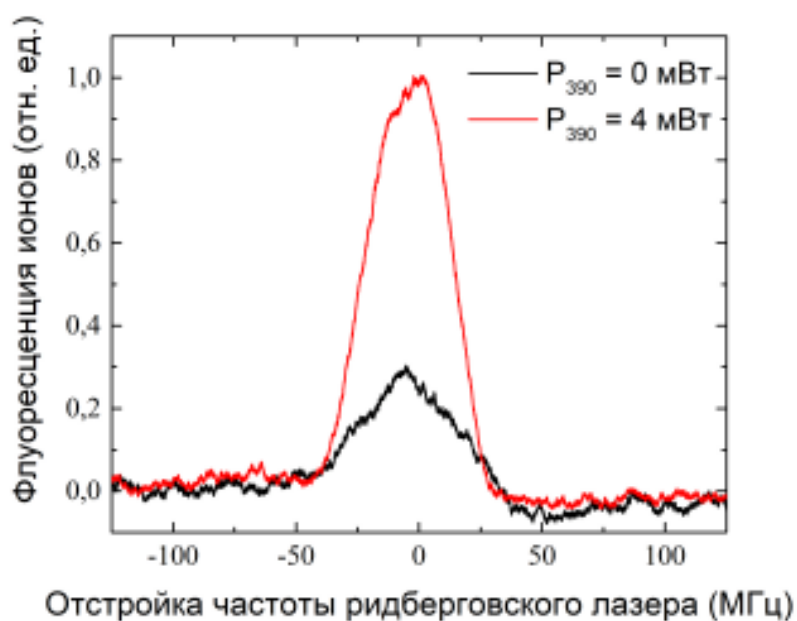


Рис. 3.11 — Резонанс флуоресценции ионов на длине волны 397 нм при сканировании частоты излучения ридберговского лазера в окрестности уровня $90\ ^1D_2$. Черная кривая — резонанс при выключенном ионизирующем излучении; красная — резонанс при мощности ионизирующего лазерного излучения $P_{390} = 4$ мВт, создающего ультрахолодную плазму

Представленному на рисунке 3.12 эксперименту соответствуют те же начальные условия, что и в разделе 3.3, но максимальная концентрация атомов в МОЛ $n_{g0} = 10^9$ см⁻³, а варьировалась от 0,01 до 0,11; $\tau_i = 15 \cdot 10^{-6}$ с. Погрешность определения стационарной концентрации ионов составляет около 10%. На основании стационарных кинетических уравнений, приведенных в разделе 3.3 была сделана оценка концентрации ионов в создаваемой ультрахолодной плазме. Из верхней шкалы абсцисс зависимости на рисунке 3.12 следует, что минимально возможная чувствительность представленного метода диагностики плазмы соответствует концентрации ионов до 10^3 см⁻³.

Исходя из электронейтральности создаваемой плазмы, мы можем определить среднее микрополе в центре плазменного облака по распределению Хольцмарка:

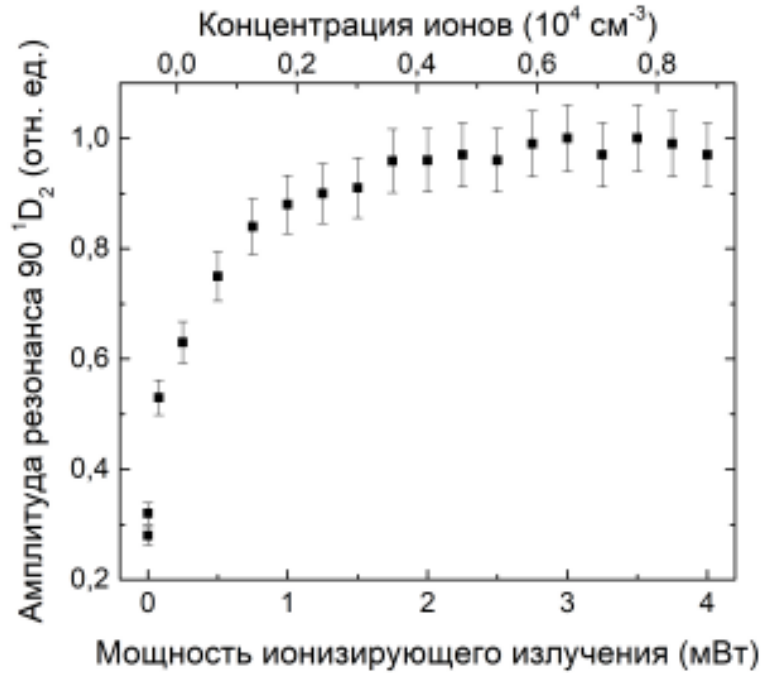


Рис. 3.12 — Зависимость амплитуды резонанса на ридберговском переходе от мощности ионизирующего излучения P_{390} или от концентрации ионов в ультрахолодной плазме

$$E_H = (2/225)^{1/3} en_i^{2/3} \frac{1}{\epsilon_0}. \quad (3.23)$$

В теоретической работе [81] было показано отличие микрополя в ультрахолодной плазме от микрополя, полученного из распределения Хольцмарка, в случае увеличения параметра неидеальности. В нашем случае максимальное электрическое поле, создаваемое ультрахолодной плазмой, составляет $E \approx 1,3E_H$. Для концентрации ионов порядка 10^3 см^{-3} с учетом поправок на неидеальность поле составляет порядка 10^{-2} В/м . Такая высокая чувствительность связана с сильным влиянием ультрахолодной плазмы на эффективность автоионизации [63]. Кроме того, высокая чувствительность процесса автоионизации к внешним полям показана в работах [79, 82].

Таким образом, в настоящей работе представлен чувствительный метод детектирования электрических полей при помощи наблюдения автоионизационных состояний атома ^{40}Ca . Возможность создания ультрахолодной плазмы с

хорошо контролируемые параметры позволяет использовать ее для калибровки автоионизационных резонансов. Это открывает возможность использования предложенного метода, например, для детектирования паразитных малых полей в экспериментальных работах по созданию сверхточных атомных часов на основе щелочноземельных металлов.

3.8. Основные результаты главы 3

В главе 3 описана методика реализации ультрахолодной неидеальной плазмы, полученной из охлажденных в МОЛ атомов ^{40}Ca , концентрация ионов в которой может достигать 10^6 см^{-3} . В отличие от существующих экспериментальных групп, описанная в данной работе ультрахолодная плазма получена в стационарном режиме, что позволяет проводить исследования, недоступные для плазмы, создаваемой при помощи лазерных импульсов наносекундной длительности. Ионная температура полученной стационарной плазмы может быть 0,05 К, а параметр неидеальности для ионов достигать порядка 2. Еще одной особенностью схемы реализации такой плазмы является возможность точно регулировать начальную температуру электронов путем отстройки длины волны ионизирующего лазера выше потенциала ионизации в больших пределах от 0,05 до 100 К.

Продемонстрирован чувствительный метод детектирования разреженной ультрахолодной плазмы на основе автоионизационных резонансов ридберговских атомов ^{40}Ca в непрерывно работающей магнитооптической ловушке. Показана возможность детектирования плазмы с концентрацией ионов и электронов до 10^3 см^{-3} , что примерно соответствует напряженности электрического поля порядка 10^{-2} В/м .

Заключение

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию охлажденных атомов ^{40}Ca , захваченных в магнитооптическую ловушку, и созданию стационарной ультрахолодной неидеальной плазмы, полученной с помощью возбуждения холодных атомов кальция выше порога ионизации оптическим излучением УФ диапазона.

Основные результаты работы сводятся к следующему:

- Создана экспериментальная установка по лазерному охлаждению атомов кальция-40, на которой произведен захват в магнитооптическую ловушку $3 \cdot 10^7$ атомов.
- С использованием неразрушающей ридберговские состояния методики, основанной на падении резонансной флуоресценции атомов в магнитооптической ловушке, проведена регистрация спектров переходов в n^1S_0 -состояния атомов ^{40}Ca для n от 40 до 120, по энергиям которых было определено значение потенциал ионизации, равное $49305,91966(4) \text{ см}^{-1}$. Полученный потенциал ионизации является самым точным на данный момент.
- Впервые экспериментально получена стационарная ультрахолодная неидеальная плазма с концентрацией до 10^6 см^{-3} . Ионная температура полученной стационарной плазмы может быть 0,05 К, а параметр неидеальности для ионов достигать порядка 2. Еще одной особенностью схемы

реализации такой плазмы является возможность точно регулировать начальную температуру электронов путем отстройки длины волны ионизирующего лазера выше потенциала ионизации в больших пределах от 0,05 до 100 К.

- Разработан чувствительный метод диагностики электрических полей, создаваемых разреженной ультрахолодной плазмой, на основе эффекта автоионизации ридберговских состояний атомов кальция. Показана возможность детектирования плазмы с концентрацией ионов до 10^3 см^{-3} , что соответствует напряженности электрического поля порядка 10^{-2} В/м .

Благодарности

В заключение хотелось бы выразить благодарность моему научному руководителю Б.Б. Зеленеру, благодаря которому удалось провести эту работу, С.А. Саакяну за неоценимую помощь в подготовке и проведении экспериментов, В.А. Саутенкову, А.А Боброву, Б.В. Зеленеру, А.Б. Клярфельду за консультирование по вопросам проведения и интерпретации экспериментов, а также В.Н. Абросимову, С.Я. Бронину, Л.Г. Дьячкову, В.И. Сизову, Н.В. Морозову и К.П. Галстян за помощь в осуществлении данной работы, рекомендации и наставления.

Список литературы

- [1] *Phillips, W.D.* Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms / W.D. Phillips // *Reviews of Modern Physics*. — 1998. — Vol. 70, no. 3. — P. 721.
- [2] *Lyon, M.* Ultracold neutral plasmas / M. Lyon, S.L. Rolston // *Reports on Progress in Physics*. — 2016. — Vol. 80, no. 1. — P. 017001.
- [3] *Killian, T.C.* Creation of an ultracold neutral plasma / T.C. Killian, S. Kulin, S.D. Bergeson et al. // *Physical Review Letters*. — 1999. — Vol. 83, no. 23. — P. 4776.
- [4] *Bobrov, A.A.* Conductivity and diffusion coefficients in fully ionized strongly coupled plasma: Method of molecular dynamics / A.A. Bobrov, A.M. Bunkov, S.Ya. Bronin et al. // *Physics of Plasmas*. — 2019. — Vol. 26, no. 8. — P. 082102.
- [5] *Bobrov, A.A.* Molecular dynamics calculation of thermal conductivity and shear viscosity in two-component fully ionized strongly coupled plasma / A.A. Bobrov, S.Y. Bronin, A.B. Klyarfeld et al. // *Physics of Plasmas*. — 2020. — Vol. 27, no. 1. — P. 010701.
- [6] *McClelland, J.J.* Bright focused ion beam sources based on laser-cooled atoms / J.J. McClelland, A.V. Steele, B. Knuffman et al. // *Applied physics reviews*. — 2016. — Vol. 3, no. 1. — P. 011302.

- [7] *McCulloch, A.J.* Cold electron sources using laser-cooled atoms / A.J. McCulloch, B.M. Sparkes, R.E. Scholten // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 2016. — Vol. 49, no. 16. — P. 164004.
- [8] *Jacob, G.* Transmission microscopy with nanometer resolution using a deterministic single ion source / G. Jacob, K. Groot-Berning, S. Wolf et al. // *Physical review letters*. — 2016. — Vol. 117, no. 4. — P. 043001.
- [9] *Murphy, D.* Increasing the brightness of cold ion beams by suppressing disorder-induced heating with Rydberg blockade / D. Murphy, R.E. Scholten, B.M. Sparkes // *Physical review letters*. — 2015. — Vol. 115, no. 21. — P. 214802.
- [10] *Hänsch, T.W.* Cooling of gases by laser radiation / T.W. Hänsch, A.L. Schawlow // *Optics Communications*. — 1975. — Vol. 13, no. 1. — Pp. 68–69.
- [11] *Андреев, С.В.* Радиационное замедление и монохроматизация пучка атомов натрия до 1, 5 К во встречном лазерном луче / С.В. Андреев, В.И. Балыкин, В.С. Летохов, В.Г. Миногин // *Письма в ЖЭТФ*. — 1981. — Vol. 34, no. 8. — Pp. 463–467.
- [12] *Чу, С.* Управление нейтральными частицами / С. Чу // *Успехи физических наук*. — 1999. — Vol. 169, no. 3. — Pp. 274–291.
- [13] *Vogel, K.R.* Direct comparison of two cold-atom-based optical frequency standards by using a femtosecond-laser comb / K.R. Vogel, S.A. Diddams, C.W. Oates et al. // *Optics letters*. — 2001. — Vol. 26, no. 2. — Pp. 102–104.
- [14] *Boyd, M.M.* Optical atomic coherence at the 1-second time scale / M.M. Boyd, T. Zelevinsky, A.D. Ludlow et al. // *science*. — 2006. — Vol. 314, no. 5804. — Pp. 1430–1433.

- [15] *Рождественский, Ю.В.* Формирование холодного пучка атомов методом подстройки лазерной частоты / Ю.В. Рождественский, А.К. Вершовский, Е.А. Агейчик, В.С. Жолнеров // *Квантовая электроника*. — 2016. — Vol. 46, no. 10. — Pp. 941–946.
- [16] *Phillips, W.D.* Laser deceleration of an atomic beam / W.D Phillips, H. Metcalf // *Physical Review Letters*. — 1982. — Vol. 48, no. 9. — P. 596.
- [17] *Norris, I.* Laser cooling and trapping of neutral calcium atoms: Ph.D. thesis / University of Strathclyde. — 2009.
- [18] *Махалов, В.Б.* Приготовление и диагностика двумерного ферми-газа атомов / В.Б. Махалов // *Нижний Новгород.–2014*. — 2014.
- [19] *Hartmann, H.* Die Siedetemperaturen von Magnesium. Calcium, Strontium, Barium und Lithium / H. Hartmann, R. Schneider // *Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie*. — 1929. — Vol. 180, no. 1. — Pp. 275–283.
- [20] *Salumbides, E.J.* High-precision frequency measurement of the 423-nm Ca I line / E.J. Salumbides, V. Maslinskas, I.M. Dildar et al. // *Physical Review A*. — 2011. — Vol. 83, no. 1. — P. 012502.
- [21] *Derevianko, A.* Feasibility of cooling and trapping metastable alkaline-earth atoms / A. Derevianko // *Physical Review Letters*. — 2001. — Vol. 87, no. 2. — P. 023002.
- [22] *Mills, M.* Efficient repumping of a Ca magneto-optical trap / M. Mills, P. Puri, Y. Yu et al. // *Physical Review A*. — 2017. — Vol. 96, no. 3. — P. 033402.
- [23] *Machholm, M.* Calculations of collisions between cold alkaline-earth-metal atoms in a weak laser field / M. Machholm, P.S. Julienne, K.-A. Suominen // *Physical Review A*. — 2001. — Vol. 64, no. 3. — P. 033425.

- [24] *Летохов, В.С.* Принципы нелинейной лазерной спектроскопии / В.С. Летохов, В.П. Чеботаев. — Наука, 1975.
- [25] *Zibrov, A.S.* High-resolution diode-laser spectroscopy of calcium / A.S. Zibrov, R.W. Fox, R. Ellingsen et al. // *Applied Physics B*. — 1994. — Vol. 59, no. 3. — Pp. 327–331.
- [26] *Huang, M.-S.* A calcium vapor cell for atomic spectroscopy / M.-S. Huang, M.-H. Lu, J.-T. Shy // *Review of scientific instruments*. — 2002. — Vol. 73, no. 11. — Pp. 3747–3749.
- [27] *Саакян, С.А.* Экспериментальные исследования свойств газа ультрахолодных высоковозбужденных и частично ионизованных атомов лития-7: Ph.D. thesis / Объед. ин-т высок. температур РАН. — 2016.
- [28] *Saakyan, S.A.* Frequency control of tunable lasers using a frequency-calibrated λ -meter in an experiment on preparation of Rydberg atoms in a magneto-optical trap / S.A. Saakyan, V.A. Sautenkov, E.V. Vilshanskaya et al. // *Quantum Electronics*. — 2015. — Vol. 45, no. 9. — P. 828.
- [29] *Oates, C.W.* A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms: Sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection / C.W. Oates, F. Bondu, R.W. Fox, L. Hollberg // *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*. — 1999. — Vol. 7, no. 3. — Pp. 449–460.
- [30] *Kaushik, A.* Trapping, transport and polarisation of ultracold lithium / A. Kaushik. — 2014.
- [31] *Gallagher, T.F.* Rydberg Atoms (Cambridge: Cam). — 1994.

- [32] Šibali, C.N. Rydberg physics / C.N. Šibali, C.S. Adams // *Rydberg physics*. — 2018. — Pp. 2399–2891.
- [33] Li, W. Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap: Quantum defects of the ns, np, and nd series / W. Li, I. Mourachko, M.W. Noel, T.F. Gallagher // *Physical Review A*. — 2003. — Vol. 67, no. 5. — P. 052502.
- [34] Энтин, В.М. Спектроскопия трехфотонного лазерного возбуждения холодных ридберговских атомов рубидия в магнитооптической ловушке / В.М. Энтин, Е.А. Якшина, Д.Б. Третьяков et al. // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 2013. — Vol. 143, no. 5. — Pp. 831–843.
- [35] Killian, T.C. Formation of Rydberg atoms in an expanding ultracold neutral plasma / T.C. Killian, M.J. Lim, S. Kulin et al. // *Physical review letters*. — 2001. — Vol. 86, no. 17. — P. 3759.
- [36] Robinson, M.P. Spontaneous evolution of Rydberg atoms into an ultracold plasma / M.P. Robinson, B.L. Tolra, M.W. Noel et al. // *Physical review letters*. — 2000. — Vol. 85, no. 21. — P. 4466.
- [37] Saffman, M. Quantum information with Rydberg atoms / M. Saffman, T.G. Walker, K. Mølmer // *Reviews of modern physics*. — 2010. — Vol. 82, no. 3. — P. 2313.
- [38] Lukin, M.D. Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles / M.D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote et al. // *Physical review letters*. — 2001. — Vol. 87, no. 3. — P. 037901.
- [39] Gnedin, Y.N. Rydberg atoms in astrophysics / Y.N. Gnedin, A.A. Mihajlov, L.M. Ignjatović et al. // *New astronomy reviews*. — 2009. — Vol. 53, no. 7-10. — Pp. 259–265.

- [40] *Olmsted III, J.* Excitation of nitrogen triplet states by electron impact / J. Olmsted III // *Radiation research*. — 1967. — Vol. 31, no. 2. — Pp. 191–200.
- [41] *Steck, D.A.* Rubidium 87 D line data. — 2001.
- [42] *Miyabe, M.* Determination of ionization potential of calcium by high-resolution resonance ionization spectroscopy / M. Miyabe, C. Geppert, M. Kato et al. // *Journal of the Physical Society of Japan*. — 2006. — Vol. 75, no. 3. — Pp. 034302–034302.
- [43] *Zelener, B.B.* Temperature Measurements of Optically Cooled Calcium Atoms Using Differential Two-Photon Spectroscopy / B.B. Zelener, A.A. Bobrov, E.V. Vilshanskaya et al. // *Doklady Physics / Springer*. — Vol. 64. — 2019. — Pp. 94–96.
- [44] *Gentile, T.R.* Microwave spectroscopy of calcium Rydberg states / T.R. Gentile, B.J. Hughey, D. Kleppner, T.W. Ducas // *Physical Review A*. — 1990. — Vol. 42, no. 1. — P. 440.
- [45] *Göppert-Mayer, M.* Über elementarakte mit zwei quantensprüngen / M. Göppert-Mayer // *Annalen der Physik*. — 1931. — Vol. 401, no. 3. — Pp. 273–294.
- [46] *Kaiser, W.* Two-photon excitation in Ca F 2: Eu 2+ / W. Kaiser, C.G.B. Garrett // *Physical review letters*. — 1961. — Vol. 7, no. 6. — P. 229.
- [47] *Демтредер, В.* Современная лазерная спектроскопия / В. Демтредер // *Долгопрудный, Издательский Дом Интеллект*. — 2014.
- [48] *Grynberg, G.* Doppler-free multiphotonic spectroscopy / G. Grynberg, B. Cagnac // *Reports on Progress in Physics*. — 1977. — Vol. 40, no. 7. — P. 791.

- [49] *Biraben, F.* Experimental evidence of two-photon transition without Doppler broadening / F. Biraben, B. Cagnac, G. Grynberg // *Physical Review Letters*. — 1974. — Vol. 32, no. 12. — P. 643.
- [50] Magneto-optical trapping of Yb atoms and a limit on the branching ratio of the 1P_1 state / K. Honda, Y. Takahashi, T. Kuwamoto et al. // *Physical Review A*. — 1999. — Vol. 59, no. 2. — P. R934.
- [51] *Loftus, T.* Probing magneto-optic trap dynamics through weak excitation of a coupled narrow-linewidth transition / T. Loftus, J.R. Bochinski, T.W. Mossberg // *Physical Review A*. — 2000. — Vol. 61, no. 6. — P. 061401.
- [52] *Xu, X.* Dynamics in a two-level atom magneto-optical trap / X. Xu, T.H. Loftus, M.J. Smith et al. // *Physical Review A*. — 2002. — Vol. 66, no. 1. — P. 011401.
- [53] *Cristiani, M.* Fast nondestructive temperature measurement of two-electron atoms in a magneto-optical trap / M. Cristiani, T. Valenzuela, H. Gothe, J. Eschner // *Physical Review A*. — 2010. — Vol. 81, no. 6. — P. 063416.
- [54] *Choi, S.-K.* Three-dimensional analysis of the magneto-optical trap for (1+ 3)-level atoms / S.-K. Choi, S.E. Park, J. Chen, V.G. Minogin // *Physical Review A*. — 2008. — Vol. 77, no. 1. — P. 015405.
- [55] *Meacher, D.R.* Method for velocimetry of cold atoms / D.R. Meacher, D. Boiron, H. Metcalf et al. // *Physical Review A*. — 1994. — Vol. 50, no. 3. — P. R1992.
- [56] *Mitsunaga, M.* Temperature diagnostics for cold sodium atoms by transient four-wave mixing / M. Mitsunaga, M. Yamashita, M. Koashi, N. Imoto // *Optics letters*. — 1998. — Vol. 23, no. 11. — Pp. 840–842.
- [57] *Tabosa, J.W.R.* Transient Bragg diffraction by a transferred population grating: application for cold atoms velocimetry / J.W.R. Tabosa, A. Lezama,

- G.C. Cardoso // *Optics communications*. — 1999. — Vol. 165, no. 1-3. — Pp. 59–64.
- [58] Sautenkov, V.A. Differential two-photon spectroscopy for nondestructive temperature measurements of cold light atoms in a magneto-optical trap / V.A. Sautenkov, S.A. Saakyan, A.A. Bobrov et al. // *JOSA B*. — 2018. — Vol. 35, no. 7. — Pp. 1546–1551.
- [59] Cavasso Filho, R.L. Deceleration, trapping, and two-photon cooling of calcium atoms / R.L. Cavasso Filho, W.C. Magno, D.A. Manoel et al. // *JOSA B*. — 2003. — Vol. 20, no. 5. — Pp. 994–1002.
- [60] Witte, A. Laser cooling and deflection of a calcium atomic beam / A. Witte, Th. Kisters, F. Riehle, J. Helmcke // *JOSA B*. — 1992. — Vol. 9, no. 7. — Pp. 1030–1037.
- [61] Wilson, T.M. Density-dependent response of an ultracold plasma to few-cycle radio-frequency pulses / T.M. Wilson, W.-T. Chen, J.L. Roberts // *Physical Review A*. — 2013. — Vol. 87, no. 1. — P. 013410.
- [62] Morrison, J.P. Evolution from a molecular Rydberg gas to an ultracold plasma in a seeded supersonic expansion of NO / J.P. Morrison, C.J. Rennick, J.S. Keller, E.R. Grant // *Physical review letters*. — 2008. — Vol. 101, no. 20. — P. 205005.
- [63] McQuillen, P. Imaging the evolution of an ultracold strontium Rydberg gas / P. McQuillen, X. Zhang, T. Strickler et al. // *Physical Review A*. — 2013. — Vol. 87, no. 1. — P. 013407.
- [64] Dunning, F.B. Recent advances in Rydberg physics using alkaline-earth atoms / F.B. Dunning, T.C. Killian, S. Yoshida, J. Burgdörfer // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 2016. — Vol. 49, no. 11. — P. 112003.

- [65] *Langin, T.K.* Laser cooling of ions in a neutral plasma / T.K. Langin, G.M. Gorman, T.C. Killian // *Science*. — 2019. — Vol. 363, no. 6422. — Pp. 61–64.
- [66] *Lyon, M.* Using higher ionization states to increase Coulomb coupling in an ultracold neutral plasma / M. Lyon, S.D. Bergeson, A. Diaw, M.S. Murillo // *Physical Review E*. — 2015. — Vol. 91, no. 3. — P. 033101.
- [67] *Wolf, A.L.* Frequency metrology on the $4s\ ^2S_{1/2} - 4p\ ^2P_{1/2}$ transition in $^{40}\text{Ca}^+$ for a comparison with quasar data / A.L. Wolf, S.A. Van Den Berg, C. Gohle et al. // *Physical Review A*. — 2008. — Vol. 78, no. 3. — P. 032511.
- [68] *Gebert, F.* Precision isotope shift measurements in calcium ions using quantum logic detection schemes / F. Gebert, Y. Wan, F. Wolf et al. // *Physical review letters*. — 2015. — Vol. 115, no. 5. — P. 053003.
- [69] *Wübbena, J.B.* Controlling motion in quantum logic clocks: Ph.D. thesis / Hannover: Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover. — 2014.
- [70] *Риле, Ф.* Стандарты частоты. Принципы и приложения / Ф. Риле. — Litres, 2018.
- [71] *Bergeson, S.D.* Exploring the crossover between high-energy-density plasma and ultracold neutral plasma physics / S.D. Bergeson, S.D. Baalrud, C.L. Ellison et al. // *Physics of Plasmas*. — 2019. — Vol. 26, no. 10. — P. 100501.
- [72] *Хомкин, А.Л.* Плазменная частота, параболические траектории и проводимость неидеальной полностью ионизованной плазмы / А.Л. Хомкин, А.С. Шумихин // *Теплофизика высоких температур*. — 2020. — Vol. 58, no. 3. — Pp. 323–326.

- [73] *Park, H.* Probing the fields in an ultracold plasma by microwave spectroscopy / H. Park, R. Ali, T.F. Gallagher // *Physical Review A*. — 2010. — Vol. 82, no. 2. — P. 023421.
- [74] *Зельдович, Я.Б.* ЮП Райзер Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я.Б. Зельдович // *М: Наука*. — 1966.
- [75] *Бобров, А.А.* Влияние неидеальности на коэффициент столкновительной рекомбинации в ультрахолодной плазме / А.А. Бобров, Б.Б. Зеленер, Б.В. Зеленер, Д. Р. Хихлуха // *Теплофизика высоких температур*. — 2013. — Vol. 51, no. 5. — Pp. 685–691.
- [76] *Бобров, А.А.* Функция распределения электронов и коэффициент рекомбинации в ультрахолодной плазме в магнитном поле / А.А. Бобров, С.Я. Бронин, Б.Б. Зеленер et al. // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 2013. — Vol. 144, no. 1. — Pp. 185–194.
- [77] *Агапьев, Б.Д.* Когерентное пленение населенностей в квантовых системах / Б.Д. Агапьев, М.Б. Горный, Б.Г. Матисов, Ю.В. Рождественский // *Успехи физических наук*. — 1993. — Vol. 163, no. 9. — Pp. 1–36.
- [78] *Boyd, R.W.* Nonlinear optics / R.W. Boyd. — Academic press, 2020.
- [79] *Fields, G.* Autoionization of very-high- n strontium Rydberg states / G. Fields, X. Zhang, F.B. Dunning et al. // *Physical Review A*. — 2018. — Vol. 97, no. 1. — P. 013429.
- [80] *Wehrli, D.* Autoionization rates of core-excited magnesium Rydberg atoms in electric fields using the core fluorescence as a reference / D. Wehrli, M. Génévriez, F. Merkt // *Physical Review A*. — 2019. — Vol. 100, no. 1. — P. 012515.

- [81] *Bobrov, A.A.* Ion microfield in ultracold strongly coupled plasma / A.A. Bobrov, S.Ya. Bronin, A.B. Klyarfeld et al. // *Physics of Plasmas*. — 2020. — Vol. 27, no. 12. — P. 122103.
- [82] *Lothead, G.* Number-resolved imaging of excited-state atoms using a scanning autoionization microscope / G. Lothead, D. Boddy, D.P. Sadler et al. // *Physical Review A*. — 2013. — Vol. 87, no. 5. — P. 053409.

Приложение А. Усилитель

Была разработана следующая схема с использованием трансимпедансного усилителя AD8099, позволяющая в 500 раз увеличить амплитуду исследуемого сигнала. Электрическая схема с указанием номиналов используемых компонентов приведена на рисунке А.1. Пропускная способность такого усилителя составляет более 100 МГц.

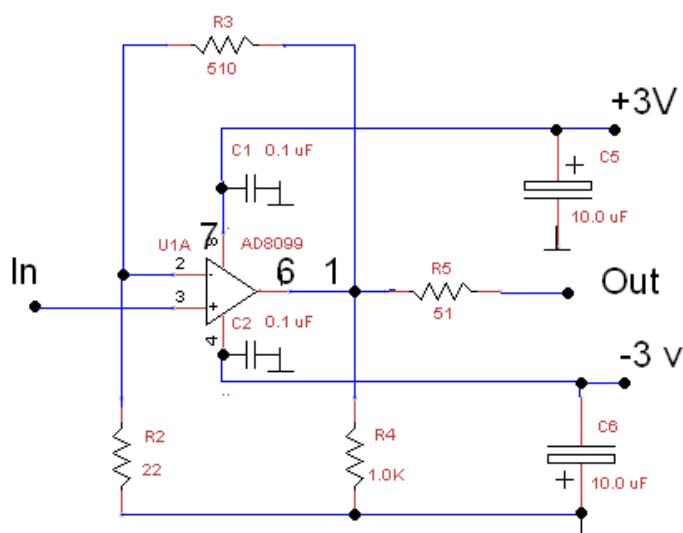


Рис. А.1 — Схема усилителя сигнала, согласующая ФЭУ с осциллографом

Для создания усилителя была разработана и заказана на производстве следующая печатная плата, представленная на рисунке А.2.

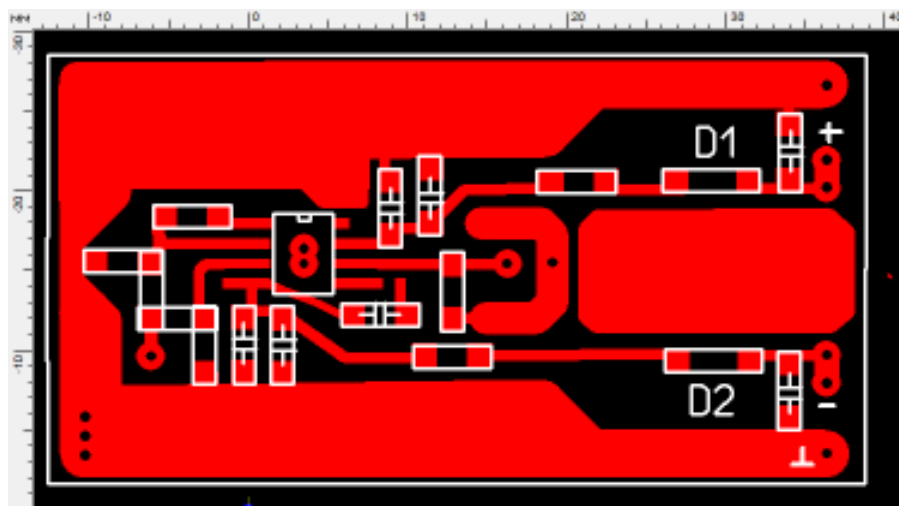


Рис. А.2 — Схема усилителя сигнала, согласующая ФЭУ с осциллографом