

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физический институт им. П. Н. Лебедева

Российской Академии Наук

На правах рукописи

Снигирев Степан Александрович

**Спектроскопия 5D уровней рубидия в
магнитооптической ловушке**

Специальность: 01.04.21 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

проф., д.ф.-м.н. Сорокин В. Н.

Москва, 2014 г.

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Магнитооптическая ловушка для атомов рубидия.....	10
1.1. Введение.....	10
1.2. Принцип лазерного охлаждения.....	11
1.3. Локализация атомов.....	14
1.4. Магнитооптическая ловушка для атомов рубидия.....	16
1.5. Характеристики облака холодных атомов.....	24
1.6. Спектроскопия 5D уровней рубидия.....	28
1.7. Основные результаты главы 1.....	32
Глава 2. Выбор методики заселения 5D уровня.....	33
2.1. Введение.....	33
2.2. Эффективное заселение 5D уровней рубидия.....	33
2.2.1. Импульсное возбуждение уровней.....	36
2.2.2. Каскадное возбуждение.....	37
2.2.3. Вынужденное комбинационное адиабатическое заселение.....	40
2.2.4. Эксперимент.....	41
2.2.5. Автоматизация эксперимента и расчетов.....	44
2.2.6. Результаты.....	46
2.3. Заселение различных магнитных подуровней.....	54
2.4. Выбор методики заселения 5D уровней.....	60
2.5. Основные результаты главы 2.....	62
2.6. Благодарности.....	63

Глава 3. Измерение поляризуемостей атомов рубидия	64
3.1. Введение	64
3.2. Сдвиг уровней во внешнем поле	66
3.3. Экспериментальное определение сдвигов спектральных линий в электрическом поле	67
3.4. Методика расчета поляризуемостей.....	73
3.5. Коэффициенты Штарка и поляризуемости уровней	76
3.6. Основные результаты главы 3	80
Заключение	81
Благодарности.....	84
Список литературы	85

Введение

Актуальность темы. Представленная диссертация посвящена спектроскопии $5D$ уровней атомов рубидия в магнитооптической ловушке. Магнитооптическая ловушка является удобным инструментом для спектроскопических исследований атомов благодаря нескольким факторам: за счет малой температуры атомов в ловушке достигается практически полное подавление доплеровского уширения, что позволяет проводить прецизионные измерения со спектральными линиями с ширинами близкими к естественным; благодаря длительному времени жизни атомов в ловушке возможно изучение процессов с малыми вероятностями; а учитывая то, что количество атомов в облаке и их пространственное распределение легко определяется, возможно проведение абсолютных измерений. Холодные атомы находят применение во многих областях современной физики. В метрологических экспериментах с их помощью создаются новые стандарты частоты [1] [2], в квантовых технологиях на таких системах реализовывают кубиты [3] и элементы квантового компьютера [4]. При помощи атомов в оптических решетках готовятся эксперименты по симуляции эффектов, доступных ранее только в твердом теле – сверхпроводимость [5], ферромагнетизм [6], сверхтекучесть [7] и других.

Целью диссертационной работы является спектроскопия $5D$ уровня. Он является верхним уровнем двухфотонного перехода $5S \leftrightarrow 5D$, рекомендованного Международным Комитетом Мер и Весов в качестве вторичного стандарта определения метра [8], а также, промежуточным уровнем для каскадного возбуждения атомов в ридберговские состояния, которые используются в протоколах квантовых вычислений и реализации кубитов [9]. Основными задачами, которые решаются в диссертации, являются оптимизация эффективности возбуждения атомов на $5D$ уровне и измерение их поляризуемостей. Величина

поляризуемостей определяет взаимодействие атомов с внешним электрическим полем – как постоянным, так и нерезонансным электромагнитным излучением.

В настоящее время применение холодных атомов в сильно отстроенном нерезонансном излучении получило широкое развитие. Реперы частоты на атомах в оптических решетках позволяют построить стандарты частоты нового поколения [1] [2], кроме того, активные разработки ведутся в направлении квантовых симуляторов, использующих атомы, помещенные в периодический потенциал сильно отстроенных электромагнитных волн [5] [6] [7]. Во всех этих исследованиях критически важным является учет сдвига энергетических уровней атомов во внешнем электромагнитном поле, описываемого поляризуемостями используемых уровней.

Основные положения, выносимые на защиту:

- Разработаны методики контролируемого заселения определенных магнитных подуровней $5D$ уровней рубидия в условиях магнитооптической ловушки. Определена максимально возможная эффективность заселения необходимых подуровней в присутствии остаточного магнитного поля. В частности при магнитном поле в 1 Гс максимальная эффективность оптической накачки составляет 90%.
- При помощи вынужденного комбинационного адиабатического заселения достигнута максимальная эффективность 80% заселения $5D$ уровней с основного состояния при реализуемых в эксперименте условиях. Калибровка производилась из сравнения теоретических и экспериментальных результатов.
- Измерены сдвиги спектральных линий для различных конкретных магнитных подуровней $5D_{5/2}$ и $5D_{3/2}$ уровней рубидия в постоянном внешнем электрическом поле. Постоянные Штарка составили $2.014(8)$ МГц/(кВ/см)² и $2.087(8)$ МГц/(кВ/см)² при возбуждении $5D_{5/2}$

уровня при помощи излучения с σ^+ и σ^- поляризацией соответственно. Для $5D_{3/2}$ уровня – $2.066(8)$ МГц/(кВ/см)² и $2.158(9)$ МГц/(кВ/см)² для σ^+ и σ^- поляризаций соответственно.

- Определены значения поляризуемостей $5D_{5/2}$ и $5D_{3/2}$ уровней атома рубидия, которые составили $\alpha_S(5D_{5/2}) = 18\ 400$, $\alpha_T(5D_{5/2}) = -750$, $\alpha_S(5D_{3/2}) = 18\ 600$ и $\alpha_T(5D_{3/2}) = -1440$ с точностью 0.4% для скалярной и 4% для тензорной части по сдвигу спектральных линий во внешнем электрическом поле.

Научная новизна:

- Впервые исследован неадиабатический режим возбуждения атомов при помощи вынужденного комбинационного заселения в каскадной схеме $5S \leftrightarrow 5P \leftrightarrow 5D$ в атомах рубидия, когда существенное влияние начинает оказывать спонтанный распад верхнего уровня. Эффективность возбуждения исследовалась теоретически и экспериментально при варьировании большого количества параметров и сравнивалась с численными расчетами. Проведенное исследование позволило выбрать оптимальные параметры для достижения максимальной эффективности возбуждения.
- Впервые были экспериментально определены абсолютные значения скалярной и тензорной поляризуемостей $5D_{5/2}$ и $5D_{3/2}$ уровней рубидия. Точность составила 0.4% для скалярной и 4% для тензорной поляризуемостей, что сравнимо с точностью измерений поляризуемостей основных состояний.

Практическая значимость диссертационной работы определяется важностью полученных в работе значений поляризуемостей $5D_{5/2}$ и $5D_{3/2}$ уровней рубидия. Значения поляризуемостей уровней необходимы для описания взаимодействия атомов с постоянным электрическим полем, а также с сильно

отстроенным от резонанса электромагнитным излучением. $5D$ уровень рубидия широко используется в метрологических исследованиях, поскольку двухфотонный переход $5S \leftrightarrow 5D$ рекомендован Международным Комитетом Мер и Весов в качестве вторичного стандарта частоты. Также $5D$ уровень активно используется в качестве промежуточного при заселении высоковозбужденных ридберговских состояний.

Разработанные методики спектральных измерений в холодных атомах в условиях магнитооптической ловушки позволяют проводить аналогичные измерения для других атомов и уровней.

Полученные экспериментальные значения поляризуемостей позволят внести поправки в теоретические расчеты [10] [11].

Достоверность изложенных в работе результатов обеспечивается использованием адекватных методов спектроскопических измерений, согласием полученных экспериментальных данных с теоретическими расчетами и их повторяемостью при различных методиках измерения.

Апробация работы.

Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях:

1. С. Снигирев, «Измерение поляризуемости $5D$ уровня в холодных атомах рубидия», *Международная конференция-конкурс молодых физиков*, Москва, 2014
2. С. Снигирев, А. Головизин, А. Акимов, Н. Колачевский, В. Сорокин, «Спектроскопия холодных атомов рубидия в магнитооптической ловушке», *XVIII международный симпозиум по нанофизике и наноэлектронике*, Нижний Новгород, Россия, 2014

3. S. Snigirev, E. Tereshenko, A. Akimov, V. Sorokin, «Spectroscopy of cold Rubidium atoms in a magneto-optical trap», *10th European Conference on Atoms Molecules and Photons*, Salamanca, Spain, 2010
4. S. Snigirev, E. Tereshenko, A. Akimov, V. Sorokin, «Fluorescence Spectroscopy of the 5D level in a Rb-87 Magneto-Optical Trap», *International Conference on Coherent and Nonlinear Optics*, Kazan, Russia, 2010
5. S. Snigirev, E. Tereshenko, «Measurement of the polarizability of 5D level of rubidium atoms in a magneto optical trap», *Pre-doctoral school «Ultracold atoms, metrology and quantum optics»*, Les Houches, France, 2010
6. С.А. Снигирев, Е.О. Терещенко, А.В. Акимов, Н.Н. Колачевский, В.Н. Сорокин «Спектроскопия холодных атомов рубидия в магнитооптической ловушке», *XIII Школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики»*, Звенигород, 2010

Диссертационная работа была поддержана грантами РФФИ 12-02-00867а, 11-02-00987а, 12-02-00867а, 11-02-00987а, грантом президента Российской Федерации МД-669.2011.8 и программой фундаментальных исследований ОФН РАН 2012-2014 гг. «Оптическая спектроскопия и ее приложения»

Личный вклад. Все экспериментальные результаты были получены под руководством и при личном участии автора. Численные расчеты производились автором лично. Определение общего направления работы и обсуждение получаемых результатов проводилось на семинарах лаборатории совместно с научным руководителем.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в следующих публикациях в журналах из списка ВАК:

1. С. Снигирев, «Измерение поляризуемости 5D уровня в холодных атомах рубидия», Физическое образование в ВУЗах, спец. Выпуск Труды конференции-конкурса молодых физиков, Москва, 2014
2. S. Snigirev, A. Golovizin, D. Tregubov, S. Pyatchenkov, D. Sukachev, A. Akimov, V. Sorokin, and N. Kolachevsky, «Measurement of the 5D-level polarizability in laser-cooled Rb atoms», Phys. Rev. A 89, 012510 (2014)
3. S.A. Snigirev, A.A. Golovizin, G.A. Vishnyakova, A.V. Akimov, V. N. Sorokin, N.N. Kolachevskii, «Coherent excitation of the 5D_{5/2} level of ultracold rubidium atoms with short laser pulses», Quantum Electronics, 2012, Vol. 42, No 8

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем диссертации **93** страниц текста с **38** рисунками и **3** таблицами. Список литературы содержит **78** наименований.

Глава 1. Магнитооптическая ловушка для атомов рубидия.

1.1. Введение

Одной из серьезных проблем при спектроскопии атомных паров является доплеровское уширение. В термодинамическом равновесии скорости атомов описываются распределением Максвелла со средней скоростью $v = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$. Так, атомы рубидия при комнатной температуре имеют характерную скорость 300 м/с.

Такое распределение атомов по скоростям приводит к существенному уширению спектральных линий за счет эффекта Доплера [12]. Для рубидия при комнатной температуре это уширение составляет порядка 2 ГГц, что не позволяет разрешать спектральные линии с меньшим расщеплением, например, сверхтонкие компоненты уровней. Одним из наиболее эффективных способов борьбы с доплеровским уширением является магнитооптическая ловушка, в результате работы которой получается облако холодных (с температурой порядка сотен микрокельвин) атомов с существенно подавленным доплеровским уширением.

После первой демонстрации лазерного охлаждения [13], спектроскопия холодных атомов приобрела широкое развитие ввиду чрезвычайного удобства таких систем. Так, существенное подавление влияния эффекта Доплера позволяет проводить изучение практически не уширенных спектральных линий [14, 15]. Кроме того, благодаря хорошей локализации атомов в пространстве, существенно снижаются требования к неоднородностям воздействующих факторов, таким как лазерное излучение, электрическое поле и другие [16, 17]. Благодаря тому, что количество атомов в облаке и их пространственное распределение хорошо известно [18], возможно проведение абсолютных измерений. Стоит отметить и тот факт, что время жизни атомов в ловушке составляет порядка секунды, что позволяет

наблюдать эффекты с малым сечением [19, 20]. Также, магнитооптическая ловушка является первым этапом для получения бозе-конденсата [20] холодных атомов, что открывает обширную область для исследований квантовых свойств объектов. В данной главе представлено описание устройства магнитооптической ловушки для атомов рубидия-87, используемой в лаборатории оптики активных сред ФИАН в течение 7 лет и методики спектроскопических измерений в ней [17, 21, 22, 23].

1.2. Принцип лазерного охлаждения

Рассмотрим двухуровневый атом (рисунок 1), летящий вдоль оси x с некоторой скоростью v в поле двух встречных электромагнитных волн, отстроенных от резонанса $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ на некоторую величину отстройки δ в красную область ($\delta < 0$). Комбинация двух таких встречных полей называется оптической паточкой.

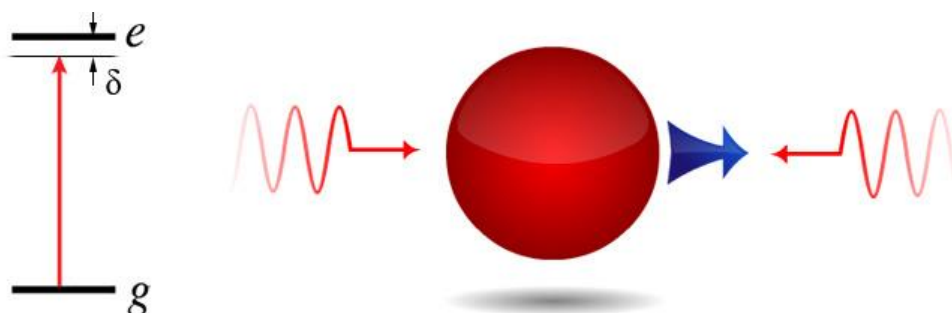


Рисунок 1. Двухуровневый атом в поле двух встречных лазерных пучков.

Для неподвижного атома в поле электромагнитной волны частоты ω вероятность обнаружить атом в возбужденном состоянии определяется из выражения:

$$\rho_{ee}(\delta) = \frac{1}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + \left(\frac{\delta}{\Gamma/2}\right)^2}$$

Где $\Gamma = 1/\tau$ – скорость распада верхнего уровня, $S_0 = I/I_{sat}$ – параметр насыщения, $I_{sat} = \frac{2\pi^2 hc\Gamma}{3\lambda^3}$ – интенсивность насыщения (рисунок 2).

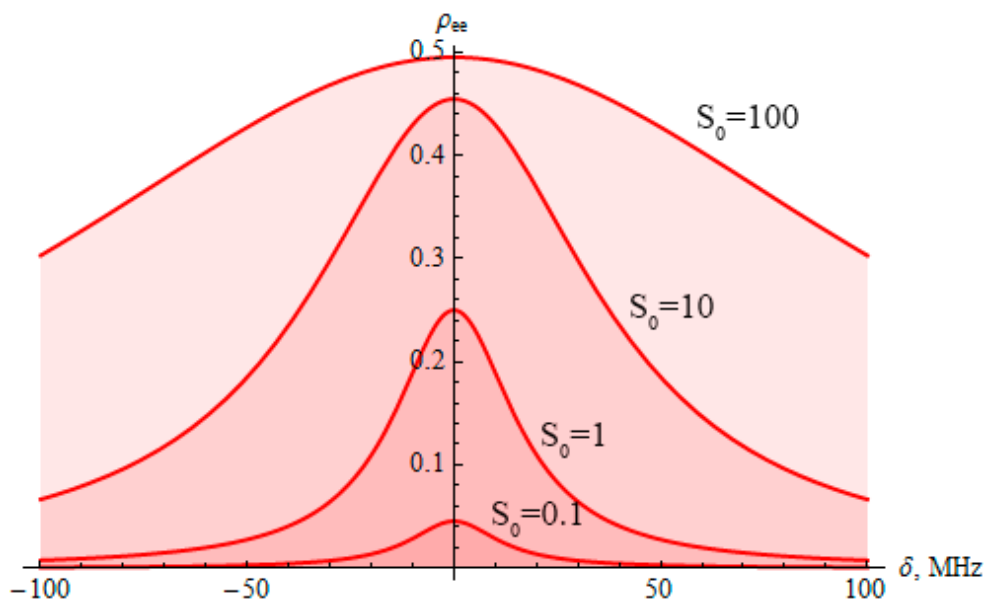


Рисунок 2. Зависимость вероятности нахождения атома в возбужденном состоянии от отстройки лазерного излучения при различных значениях параметра насыщения. Время жизни верхнего уровня – 26 нс.

Для движущегося атома частота света будет изменяться в зависимости от его скорости в соответствии с эффектом Доплера:

$$\omega = \frac{\omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{v}{c} \cdot \cos \theta} \approx \omega_0 \left(1 - \frac{v}{c} \cdot \cos \theta\right)$$

где θ – угол между векторами \mathbf{k} и \mathbf{v} . Для двух лазерных пучков, в поле которых летит атом, отстройки от резонанса станут равными $\delta' = -|\delta| - \omega_0 v/c$ для пучка с волновым вектором по оси x и $\delta' = -|\delta| + \omega_0 v/c$ для противоположно направленного пучка.

При поглощении фотона атом получает его импульс и переходит в возбужденное состояние. Через характерное время τ он спонтанно распадается обратно на нижний уровень. При спонтанном распаде происходит излучение фотона в произвольном направлении, причем распределение вероятности излучения изотропно по углу. В зависимости от скорости атома, он поглощает преимущественно фотоны из одного или другого пучка, за счет чего на атом

действует эффективная сила, пропорциональная разности вероятностей поглощения фотонов из противоположно направленных пучков.

$$F = -\frac{\hbar k}{\tau} \left(\rho_{ee} \left(\delta + \omega_0 \frac{v}{c} \right) - \rho_{ee} \left(\delta - \omega_0 \frac{v}{c} \right) \right)$$

Зависимость силы, действующей на атом, от его скорости показана на рисунке 3. Видно, что в определенном скоростном интервале она имеет вид силы вязкого трения и пропорциональна скорости. Однако, как только доплеровский сдвиг начинает превышать величину отстройки, эффективность охлаждения существенно снижается. В трехмерном случае, для охлаждения по всем направлениям используется трехмерная оптическая паточка, представляющая из себя три ортогональных пары встречных лазерных пучков.

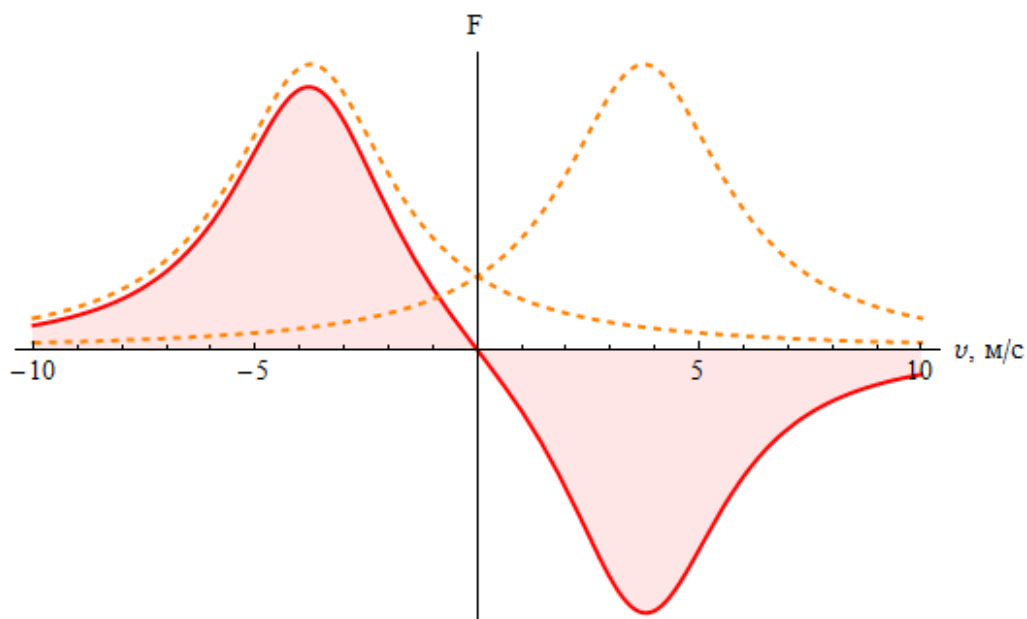


Рисунок 3. Сила, действующая на атом, в зависимости от его скорости при фиксированной отстройке лазерного излучения $\delta = -\Gamma$ и параметре насыщения $S_0 = 1$.

Из-за небольшого диапазона скоростей, доступных для лазерного охлаждения, охлаждаются лишь достаточно медленные атомы максвелловского распределения. Хвост распределения, в свою очередь, практически не меняется. На рисунке 4 показано распределение атомов по скоростям при работающей оптической паточке. Из распределения видно, что доля холодных атомов остается малой.

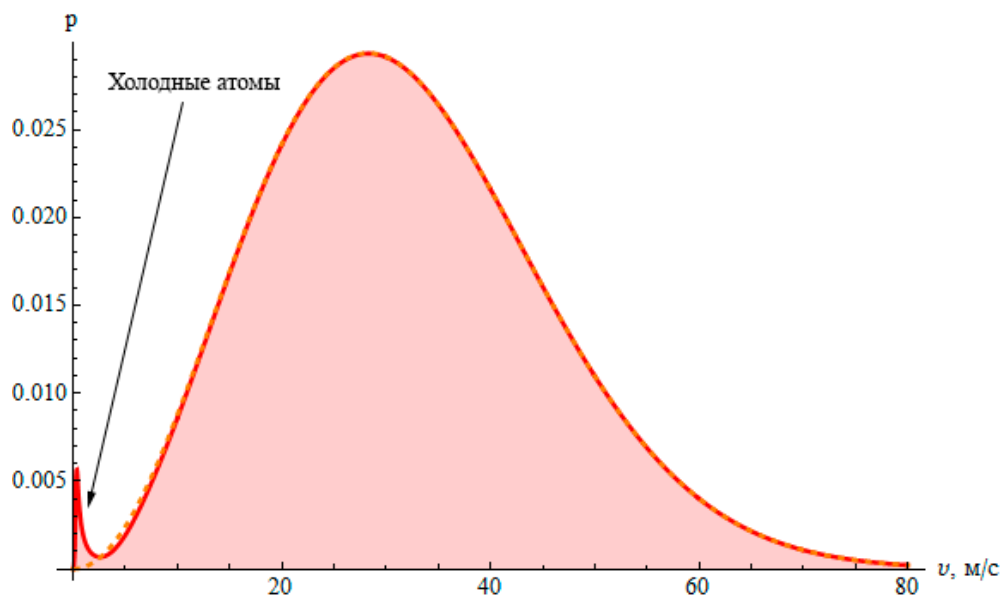


Рисунок 4. Распределение атомов по скоростям в оптической палочке. Пунктиром показано начальное максвелловское распределение атомов.

Для того, чтобы охладить большее количество атомов можно использовать зеemanовский охладитель, который подробно описан, например, в [24]. В данной работе устройство зеemanовского охладителя не описывается ввиду его отсутствия в экспериментальной установке.

1.3. Локализация атомов

Поскольку доля холодных атомов при лазерном охлаждении сравнительно невелика, возникает естественное желание их локализовать и, тем самым, увеличить концентрацию холодных атомов в определенной области пространства. Для этого используется модернизированная версия лазерного охлаждения — градиентно-поляризационное охлаждение. Вместе с оптической палочкой на атомы накладывается градиентное магнитное поле. Кроме того, охлаждающие лазерные пучки поляризуют таким образом, чтобы пучок, направленный по оси x обладал σ^+ поляризацией, а встречный, соответственно, σ^- .

С введением магнитного поля и поляризации излучения необходимо также рассматривать и магнитные подуровни атома. Для простоты возьмем атом с полным моментом $F=0$ в основном состоянии и $F=1$ в возбужденном. Тогда возбужденное состояние будет представлять из себя три магнитных подуровня с $m = 0, \pm 1$, вырожденных по энергии в отсутствии магнитного поля.

Тогда для атома, находящегося в точке пространства с координатой x магнитные подуровни будут испытывать сдвиг за счет эффекта Зеемана равный

$$\Delta E_m(x) = g_J \mu_B B(x) m$$

где μ_B – магнетон Бора, g_J – фактор Ланде возбужденного состояния. Тогда, в магнитном поле отстройка лазерных пучков, обеспечивающих охлаждение, также будет испытывать сдвиг (рисунок 5):

$$\delta_{\pm} = \delta \pm \omega_0 \frac{v}{c} + g_J \mu_B B(x) m$$

Здесь δ_{\pm} – отстройка лазерных пучков с σ^+ и σ^- поляризацией соответственно. Тогда сила, действующая на атом в точке с координатой x запишется в виде:

$$F(x) = -\frac{\hbar k}{\tau} (\rho_{ee} \left(\delta + \omega_0 \frac{v}{c} + g_J \mu_B B(x) \right) - \rho_{ee} \left(\delta - \omega_0 \frac{v}{c} - g_J \mu_B B(x) \right))$$

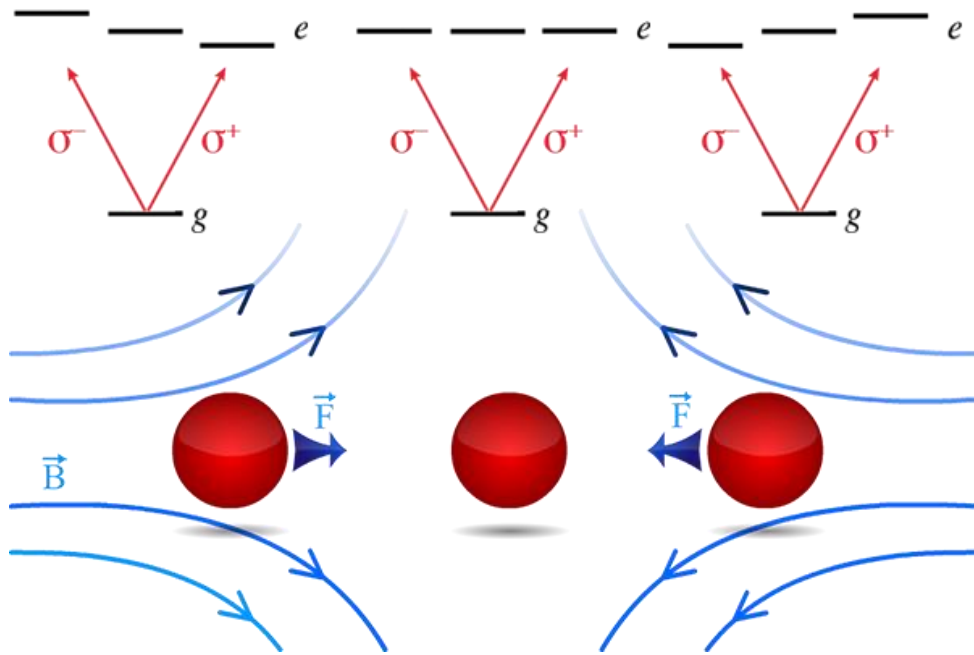


Рисунок 5. Сдвиг магнитных подуровней атома в градиентном магнитном поле.

Это означает, что охлаждение атомов в данной точке будет происходить не к значению скорости $v = 0$, а к некоторой ненулевой скорости дрейфа, направленной к центру ловушки:

$$v_d(x) = -c \frac{g_J \mu_B B(x)}{\omega_0}$$

Благодаря этому механизму все атомы, охлаждаемые в области лазерных пучков, будут дрейфовать к центру ловушки и образовывать там облако холодных атомов.

1.4. Магнитооптическая ловушка для атомов рубидия

Схема уровней рубидия, используемых при охлаждении, указана на рисунке 6. В качестве охлаждающего используется переход $5S_{1/2}(F = 2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F = 3)$ с длиной волны 780,033 нм. Кроме того, из-за сравнительно малой величины сверхтонкого расщепления, неизбежным процессом при лазерном охлаждении является нерезонансное возбуждение атомов на уровень $5P_{3/2}(F = 2)$. Хотя

вероятность такого процесса не велика ($\approx 10^{-4}$), распад атомов на уровень $5S_{1/2}(F = 1)$ приводит к выводу атомов из цикла охлаждения, и существенному уменьшению количества атомов в облаке. Для предотвращения этого процесса используется перекачивающий лазер, настроенный в резонанс с переходом $5S_{1/2}(F = 1) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F = 2)$ с длиной волны 780,016 нм, который, за счет процесса оптической накачки, возвращает их в охлаждающий цикл.

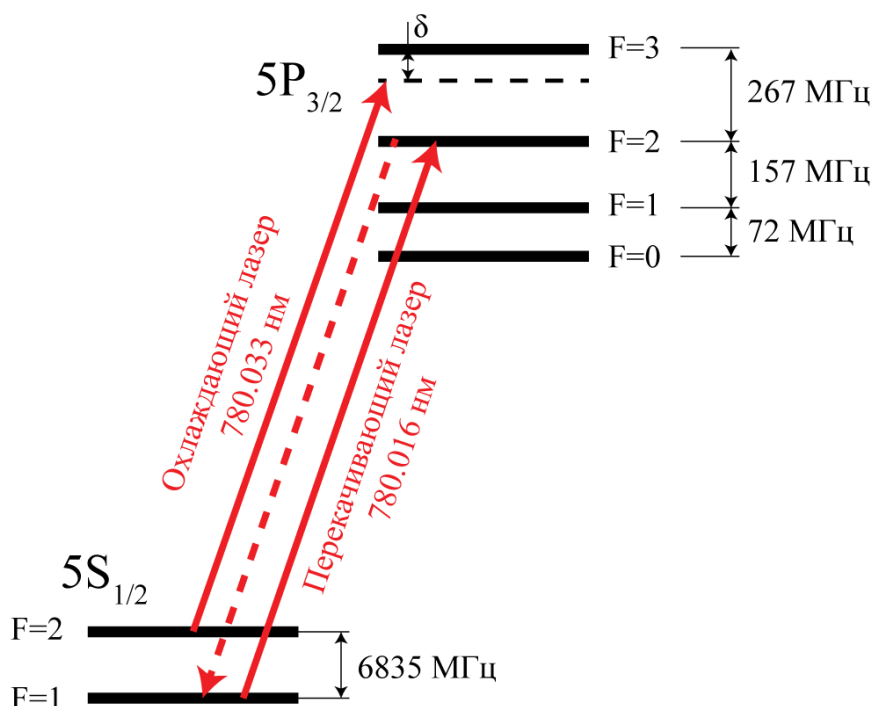


Рисунок 6. Уровни рубидия, используемые для охлаждения атомов в магнитооптической ловушке. Охлаждающий лазер отстроен от резонанса в красную область и создает оптическую патоку для атомов рубидия. Перекачивающий лазер обеспечивает возвращение атомов в цикл охлаждения при паразитном возбуждении на уровень $5P_{3/2}(F = 2)$.

Лазерная система установки состоит из двух лазеров — охлаждающего и перекачивающего. Охлаждающий лазер собран на основе полупроводникового лазерного диода DL7140-201S фирмы «Sanyo» с мощностью порядка 80 мВт [25]. Для установки лазера на нужную длину волны используется схема Литтрова с внешним резонатором. Резонатор представляет из себя дифракционную решетку с 1800 штрихов на миллиметр, положение и угол которой могут изменяться при

помощи пьезоэлемента, подключенного к петле обратной связи. Схема лазера представлена на рисунке 7.

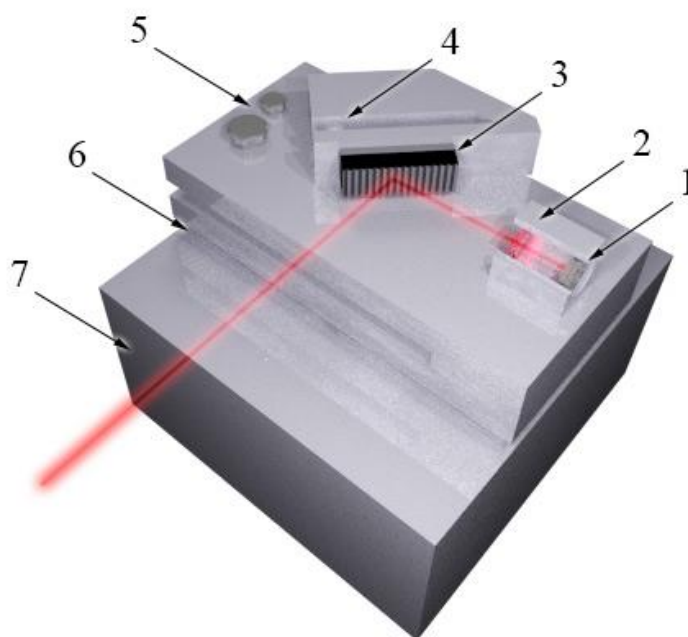


Рисунок 7. Схема охлаждающего лазера. 1 – лазерный диод, 2 – асферическая линза, 3 – дифракционная решетка, 4 – пьезоэлемент, 5 – юстировочная винтовая пара, 6 – элементы Пельтье, 7 – теплоотвод.

Для формирования коллимированного лазерного пучка используется асферическая линза с фокусным расстоянием 5 мм. Вертикальная юстировка положения дифракционной решетки производится винтовой парой 5 путем наблюдения порогового тока генерации на нужной длине волны в нулевом порядке дифракционной решетки. Пороговый ток генерации минимален при точном попадании минус первого порядка решетки обратно в лазерный диод. Наблюдение формы и интенсивности пучка производится при помощи видеокамеры, чувствительной к излучению в ближнем инфракрасном диапазоне. Вся система помещена в пластиковый теплоизолирующий контейнер для уменьшения флуктуаций температуры. Для стабилизации температуры лазера, он помещен в

металлический каркас, находящийся в контакте с элементами Пельтье. Стабилизация температуры осуществляется при помощи температурного контроллера, аналогичного DTC 110 фирмы Torrica [26], с точностью 0.01 градуса в обычных условиях лаборатории. Температура лазера варьируется в пределах от 16 до 35 градусов, и точное её значение выбирается исходя из необходимой длины волны. Однако при низкой температуре есть риск выпадения конденсата и нарушения работы диода, поэтому охлаждение ниже 15 градусов, как правило, не производится. Коэффициент изменения длины волны варьируется в зависимости от диода и в среднем составляет 0.02 нм/градус. Питание лазерного диода осуществляется при помощи токового контроллера на 100 мА, аналогичного DCC 110 фирмы Torrica [27]. На выходе из резонатора мощность охлаждающего лазера составляет 18 мВт. Этой мощности недостаточно для работы магнитооптической ловушки, поэтому используется усилитель на основе полупроводникового лазерного диода GH0781JA2C фирмы «Sharp» [28] без внешнего резонатора. Установка нужной моды усилителя осуществляется по схеме инжекционной привязки к охлаждающему лазеру (рис. 8). Для обеспечения стабильности генерации лазеров на выходе каждого из них устанавливается фарадеевский изолятор, препятствующий прохождению отраженных пучков обратно в лазерную систему.

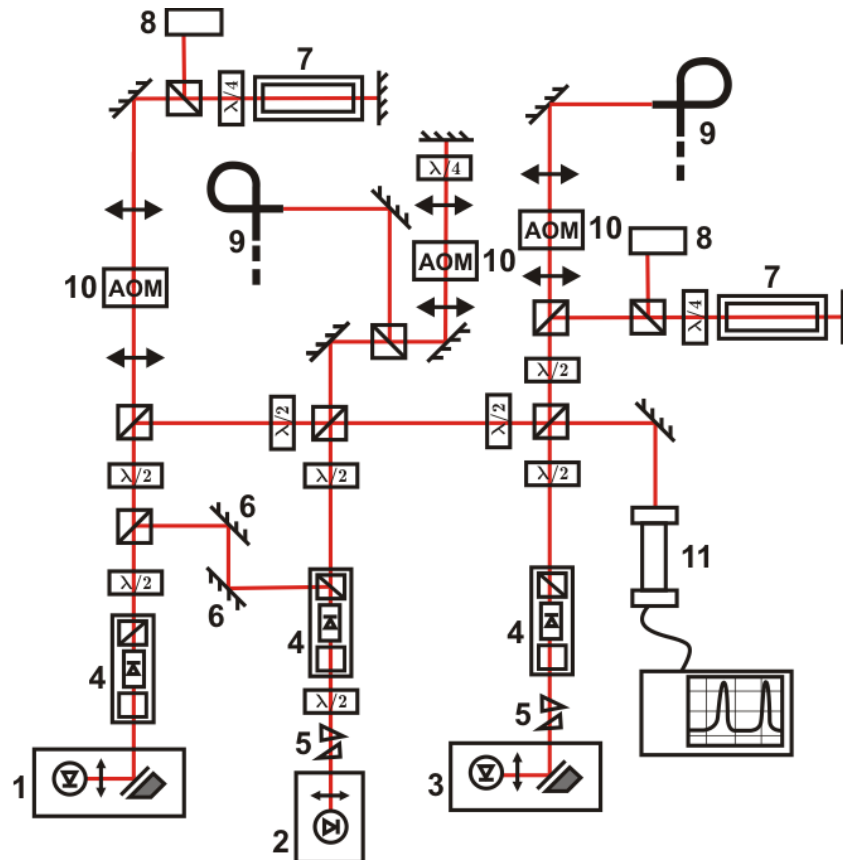


Рисунок 8. Лазерная часть магнитооптической ловушки. 1 — охлаждающий лазер, 2 — усилитель, 3 — перекачивающий лазер, 4 — фарадеевские изоляторы, 5 — призмные телескопы для исправления геометрии пучков, 6 — зеркала для юстировки схемы инжекционной привязки, 7 — кюветы с парами рубидия, используемые для стабилизации лазеров по частоте, 8 — фотоприемники, 9 — одномодовые оптоволоконна, 10 — акустооптические модуляторы, 11 — сканирующий интерферометр.

Для осуществления инжекционной привязки часть мощности охлаждающего лазера (около 4 мВт) заводится непосредственно в усилитель. Юстировка завода пучка осуществляется при помощи пары зеркал 6. Еще 3 мВт отщепляется от пучка охлаждающего лазера для измерения длины волны и наблюдения модового состава излучения. Оставшиеся 4 мВт используются для привязки лазера к резонансу насыщенного поглощения. Площадь пучка, используемого в схеме насыщенного поглощения, составляет около 10 мм^2 .

Для стабилизации лазера по частота пучок заводится в кювету с парами рубидия. Свет от задающего лазера проходит через перестраиваемый акустооптический

модулятор (АОМ), который может смещать частоту пучка на 150-220 МГц в красную область, после чего этот пучок идет в схему с насыщенным поглощением [29]. Пройдя кювету, пучок отражается от зеркала и возвращается по тому же оптическому пути. Наблюдение интенсивности прошедшего пучка осуществляется при помощи фотодиода. Для лучшего наблюдения амплитуды резонансов насыщенного поглощения кювета нагревается до 60 градусов, что вызывает увеличение концентрации атомов рубидия в кювете. Вид контуров насыщенного поглощения и точка привязки лазера указана на рисунке 9. Для привязки используется дисперсионный сигнал, получаемый при помощи модуляции частоты лазера акустооптическим модулятором. Частота модуляции составляет 200 кГц и создается при помощи генератора DS335 фирмы Stanford Research Systems [30].

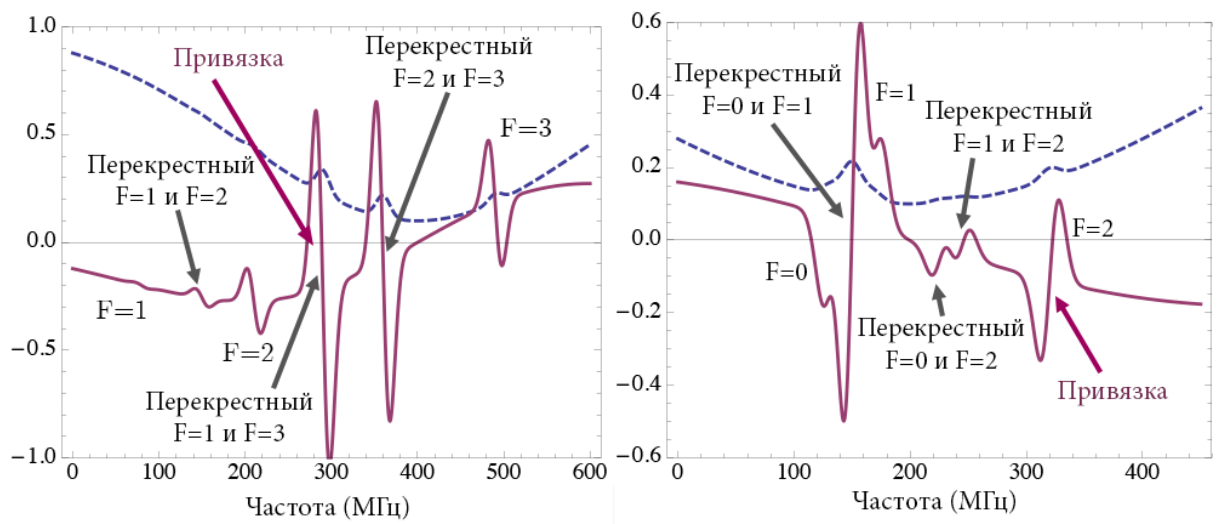


Рисунок 9. Спектры насыщенного поглощения для охлаждающего лазера (слева) и для перекачивающего лазера (справа).

Стабилизация частоты задающего лазера производится по центру сигнала поглощения на частоте перекрестного резонанса между переходами ($F_g = 2, F_e = 1$) и ($F_g = 2, F_e = 3$) сверхтонкой структуры. Таким образом, излучение охлаждающего лазера стабилизируется относительно частоты резонанса. Изменяя частоту АОМа, изменяется отстройка лазера от частоты перехода. Мы изменяли

частоту АОМа в диапазоне от 190 до 208 МГц, что приводило к вариации отстройки охлаждающего излучения от 22 до 4 МГц.

Мощность лазерного излучения, используемого для стабилизации лазера, поддерживалась в пределах от 1 до 4 мВт, поскольку при слишком большой мощности сигнал уменьшается ввиду насыщения атомов в кювете. При слишком маленьких мощностях излучения уменьшается отношение сигнала к шуму, что также негативно сказывается на стабильности лазера.

Дважды проходя через акустооптический модулятор (рис. 8), частота пучка смещается дважды на 212 МГц, после чего заводится в одномодовое оптоволокно и поступает непосредственно в магнитооптическую ловушку. После прохождения через двухпроходной АОМ, мощность пучка лазера составляет приблизительно 20 мВт. На выходе из оптоволокна остается около 12 мВт. Таким образом, после разделения излучения на 6 пучков, мощность каждого из пучков составляет до 2 мВт.

Перекачивающий лазер, настроенный в резонанс с переходом $5S_{1/2}(F = 1) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F = 2)$, имеет длину волны 780.016 нм. Он также собран на основе лазерного диода SDL7140-201 фирмы «Sanyo» [25] с внешним резонатором по схеме Литтрова. 2 мВт мощности перекачивающего лазера используется для привязки по схеме насыщенного поглощения к резонансу. Схема привязки аналогична таковой для охлаждающего лазера. Оставшиеся после АОМа 5 мВт мощности заводятся в одномодовое волокно. На выходе из оптоволокна остается около 1.3 мВт излучения, которые в дальнейшем распределяются по пучкам в ловушке. Благодаря малой вероятности возбуждения атомов на $5P_{3/2}(F = 2)$ уровень, этой мощности оказывается достаточно для возврата атомов в цикл охлаждения.

Центральной частью ловушки является стеклянная кювета размерами $3 \times 3 \times 12$ см³, в которой поддерживается вакуум не хуже 10^{-9} мбар при помощи постоянно работающего магниторазрядного насоса фирмы Vinci Technologies с

производительностью 20 л/с [31]. Значение давления в кювете контролируется по величине тока магнитоэридного насоса. Источником атомов рубидия являются расположенные внутри кюветы диспенсеры фирмы «Saes Getters» [32], в которых, под действием электрического тока величиной в 3-4 А, происходит разложение соединения $RbCr_2O_7$ с выделением атомарного рубидия. Кювета расположена между катушками, собранными в антигельмгольцевской конфигурации, создающими градиент магнитного поля для локализации атомов в центре кюветы. Ток через катушку равен 5 А, радиус — 4 см, число витков — 77, толщина катушки — 2 см. Расстояние между катушками составляет 5 см. Градиент магнитного поля по оси катушки составляет 20 Гс/см, а вдоль двух других осей — вдвое меньше. Также присутствуют дополнительные катушки, которые позволяют компенсировать лабораторное магнитное поле и перемещать облако в пространстве. Общий вид экспериментальной установки показан на рисунке 10.

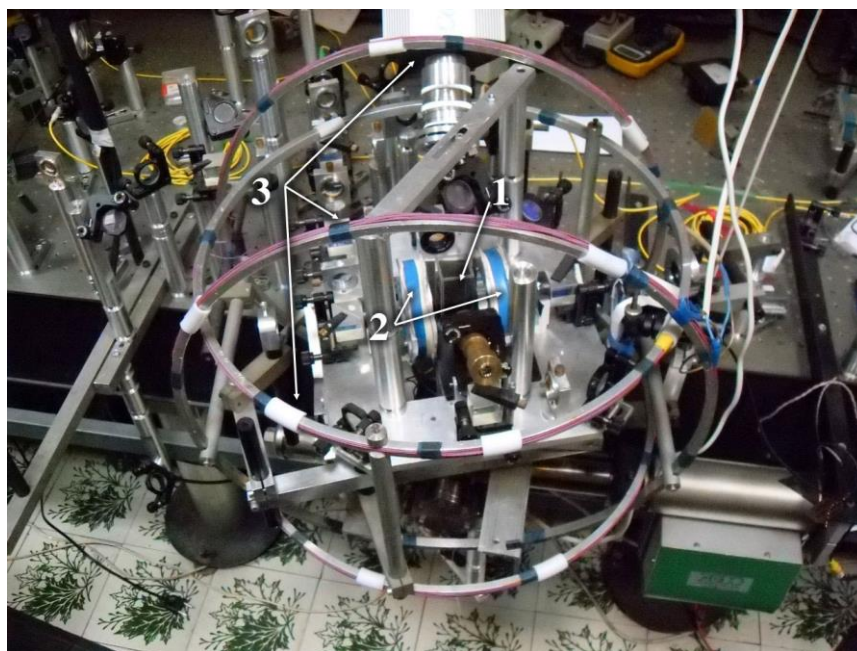


Рисунок 10. Фотография магнитооптической ловушки. 1 – вакуумная кювета, 2 – катушки в антигельмгольцевской конфигурации, 3 – компенсационные катушки.

Для пространственной фильтрации излучения и подведения его к ловушке используется одномодовое оптоволокно. Получаемый на выходе из оптоволокна гауссов пучок с мощностью 12 мВт расширяется до радиуса 2.5 мм (по уровню $1/e$)

и разделяется на 6 пучков с помощью фазовых пластинок и поляризационных кубиков (рис. 11). Относительное изменение мощностей пучков также осуществляется при помощи фазовых пластинок. Точная балансировка необходима для создания симметричного облака холодных атомов [33]. Анализ разлета атомов при выключенной ловушке показал, что полученное облако имеет форму эллипсоида с соотношением сторон 1:1.5. Эллиптичность облака обусловлена несимметричностью градиента магнитного поля, создаваемого катушками в антигельмгольцевской конфигурации.

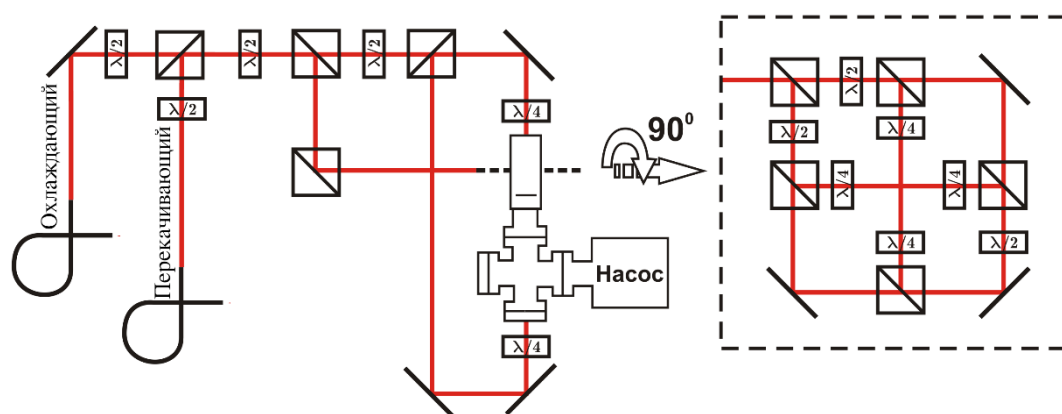


Рисунок 11. Схема оптических путей лазерных пучков в магнитооптической ловушке.

1.5. Характеристики облака холодных атомов

На рисунке 12 показана фотография облака холодных атомов, полученная при помощи CCD камеры SDU 205 фирмы СпецТелеТехника [34]. Форма облака хорошо аппроксимируется гауссовым контуром (рис. 12 слева) и его размер зависит от концентрации рубидия в кювете и варьируется от 100 микрон при токах через диспенсеры 3-4 А до 0.5 мм при токах 5-6 А. Число атомов в облаке определялось по кривым загрузки ловушки (рис. 12 справа) и составило 10^5 - 10^7 атомов в зависимости от тока через диспенсеры. Эти данные были получены путем регистрации сигнала люминесценции при помощи фотодиода, откалиброванного

измерителем мощности PM120 фирмы Thorlabs [35]. С увеличением количества атомов, уменьшается время загрузки ловушки (рис. 12 справа). Это объясняется увеличением потока атомов с диспенсеров, что вызывает как ускорение загрузки ловушки, так и увеличение потерь, связанных со столкновениями холодных атомов с горячими, неохлажденными, атомами хвоста максвелловского распределения.

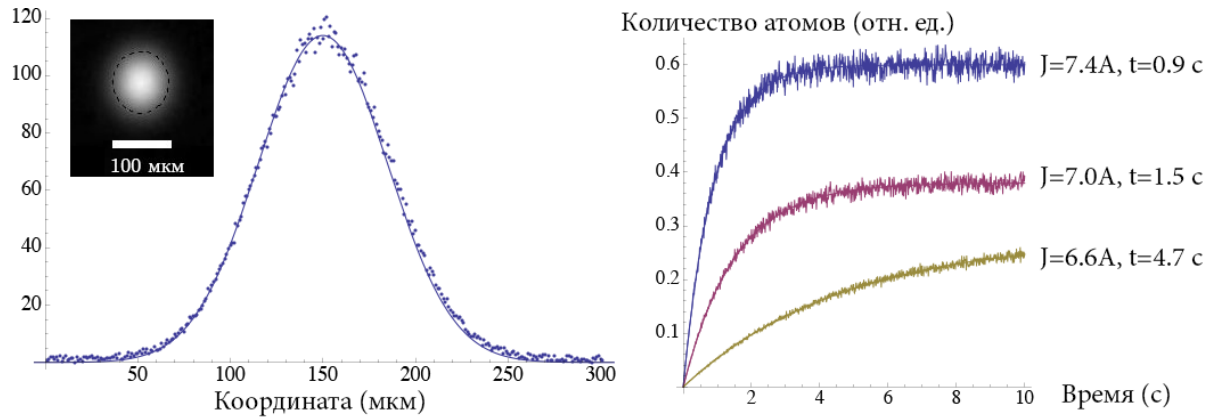


Рисунок 12. Фотография облака атомов и сечение атомного облака с его аппроксимацией гауссовым контуром (слева) и кривые загрузки ловушки при различных значениях токов через диспенсеры (справа).

Также была исследована зависимость количества атомов в облаке от отстройки охлаждающего излучения. Полученная зависимость определяется шириной охлаждающего перехода и имеет ярко выраженный максимум в районе отстройки 9.7 МГц (рис. 13).

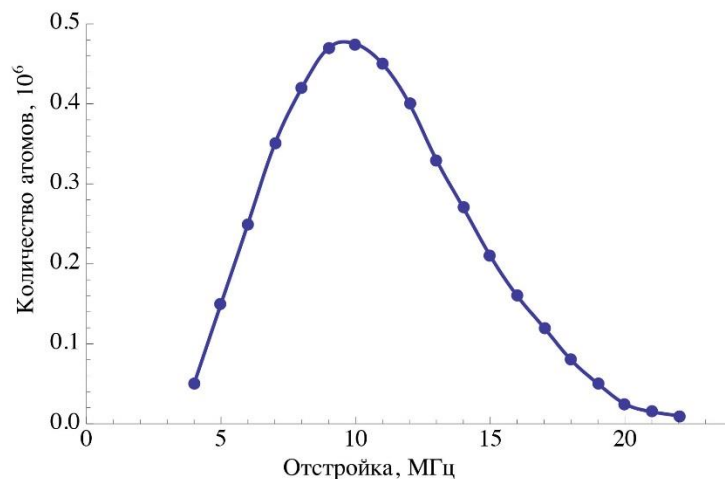


Рисунок 13. Зависимость количества атомов в облаке от отстройки охлаждающего излучения при токе диспенсеров 3.8 А.

Температура атомов в ловушке измерялась двумя способами: методом перезахвата и путем наблюдения за разлетом облака атомов при помощи быстрой ПЗС камеры. Метод перезахвата заключается в следующем: при выключении охлаждающего поля атомы начинают разлетаться, и их распределение в зависимости от расстояния до центра ловушки можно описать выражением $N(\vec{r}, t) = \int N_0(\vec{R}) f(|\vec{r} - \vec{R}|/t) dV$, где N — количество атомов в точке с радиус вектором \vec{r} , $N_0(\vec{R})$ — начальное распределение атомов в ловушке, $f(v)$ — распределение атомов по скоростям, t — время, прошедшее с момента отключения охлаждающего излучения. В первом приближении можно считать, что распределение атомов по скоростям максвелловское с характерной температурой T . По истечению некоторого времени (5-40 мс) охлаждающие лазеры включались снова. При этом, захватывались в ловушку лишь атомы, находящиеся в пределах области охлаждения с характерным размером R_c . Измерив отношение сигнала люминесценции облака до выключения ловушки и после её повторного включения, можно судить о доле перезахваченных атомов (рис. 14), а значит, и об их распределении по скоростям [36]. Минусом этого способа является трудность оценки области пространства, в которой атомы еще будут перезахватываться, что обусловлено гауссовым распределением интенсивности пучка в пространстве.

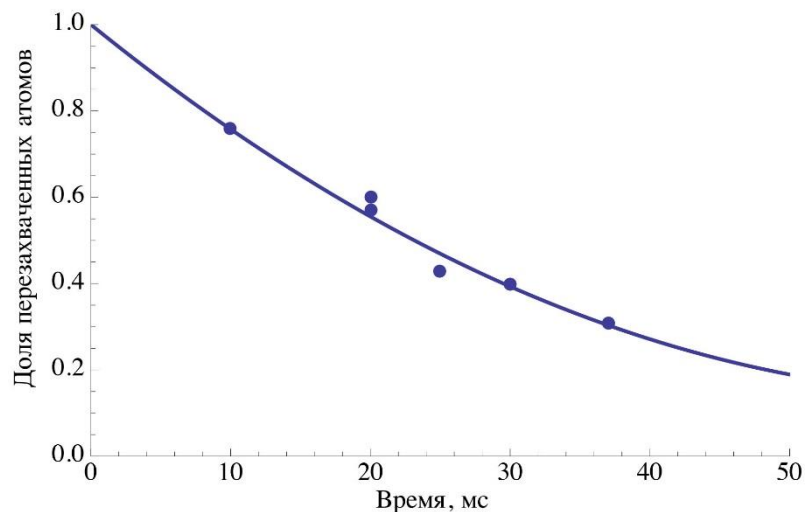


Рисунок 14. Уменьшение сигнала люминесценции облака при выключении ловушки в зависимости от времени и его аппроксимация теоретической зависимостью.

Второй способ лишен данного недостатка и заключается в последовательном получении изображений облака в различные моменты времени после выключения охлаждающего излучения. Температура облака определяется по скорости его разлета. Для получения изображения разлетающегося облака атомы подсвечивались резонансным излучением после чего изображение облака записывалось быстрой ПЗС камерой, чувствительной в ближнем инфракрасном диапазоне. Примеры изображений, полученных с камеры, представлены на рисунке 15. Температура облака определялась по изменению распределения атомов в пространстве от времени. Исходя из полученных данных, была рассчитана температура атомов в облаке, которая составила 300 мК при размерах облака 100 микрон.

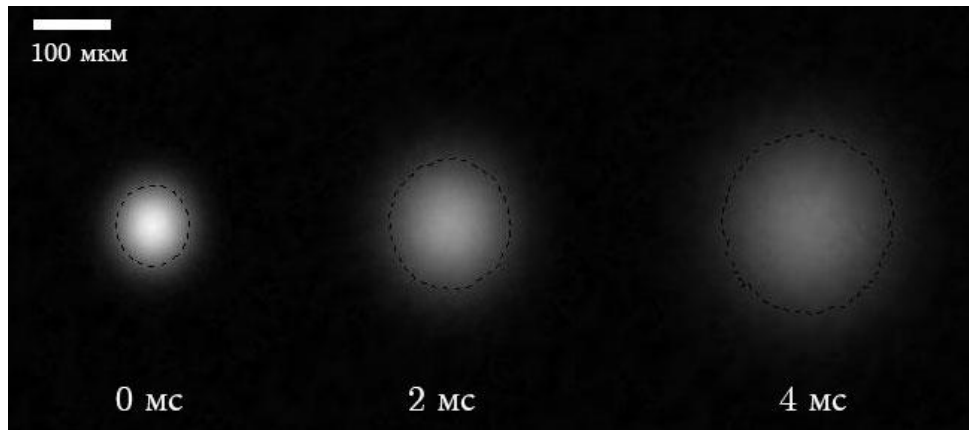


Рисунок 15. Изображения с ПЗС камеры, полученные через 0, 2 и 4 миллисекунды после начала разлета облака. Пунктиром обозначен размер облака по уровню $1/e$. По изменению распределения атомов в пространстве можно судить о температуре атомов.

Облако атомов, полученных в данной магнитооптической ловушке, использовалось для ряда исследований: измерения поляризуемости $5D$ уровня рубидия [23], исследования расщепления Раби [22], изучения взаимодействия фемтосекундного излучения с веществом [21] и исследования эффективности возбуждения атомов на $5D$ уровень короткими лазерными импульсами при помощи вынужденного комбинационного адиабатического заселения [17].

1.6. Спектроскопия $5D$ уровней рубидия

Для измерения поляризуемостей $5D$ уровней в рубидии, необходимо было их заселять. Поскольку переход $5S \leftrightarrow 5D$ запрещен, возбуждение атомов на этот уровень производилось через промежуточный уровень $5P$. Для этого использовалось два лазера, резонансных переходам $5S \leftrightarrow 5P$ и $5P \leftrightarrow 5D$ с длинами волн 780 нм и 776 нм соответственно. Для получения излучения, связывающего уровни $5S$ и $5P$ использовался нулевой порядок пучка, прошедшего через АОМ охлаждающего лазера. Этот пучок, аналогично схеме для охлаждающего лазера, дважды проходил через АОМ и заводился в оптоволокно. Частота АОМа

выбиралась таким образом, что пучок, выходящий из волокна, был настроен точно в резонанс перехода. Приведённая схема позволила использовать ранее незадействованный пучок (нулевой порядок АОМ), за счет чего выиграть в мощности (рис. 16).

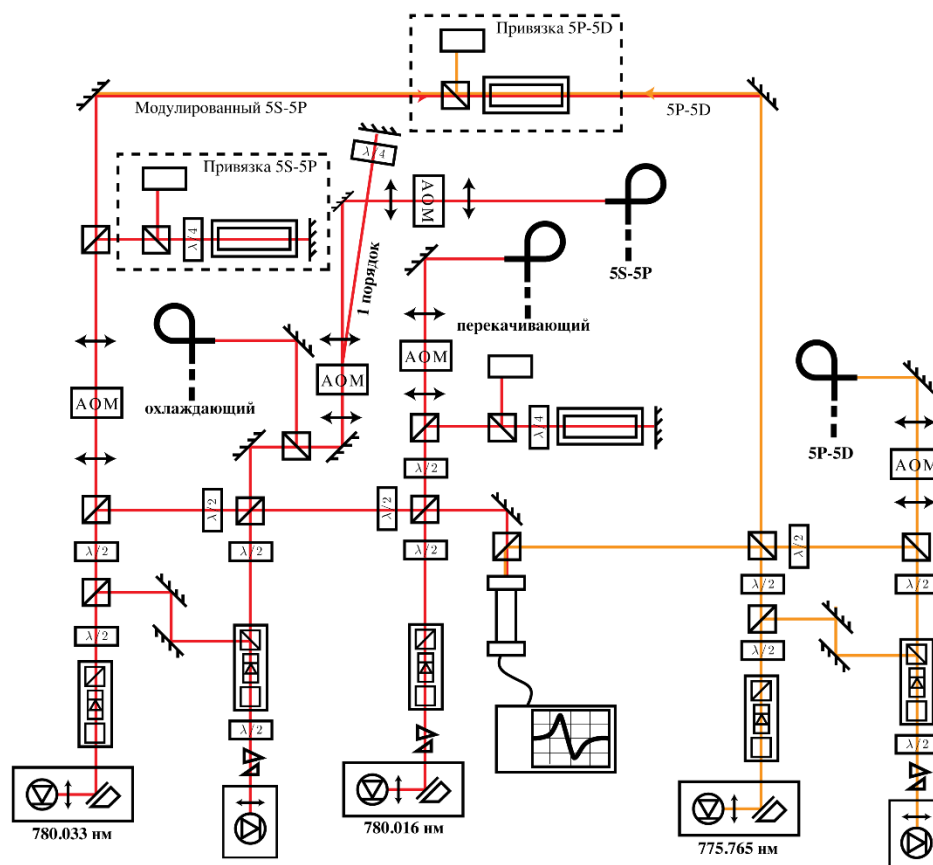


Рисунок 16. Полная оптическая схема для спектроскопии $5D$ уровня в рубидии. Красным показан оптический путь пучков с длиной волны 780 нм (близких переходу $5S \leftrightarrow 5P$). Желтым обозначен оптический путь пучков с длиной волны 776 нм, резонансных переходу $5P \leftrightarrow 5D$.

Второй лазер, резонансный переходу $5P \leftrightarrow 5D$ был собран аналогично лазеру, используемому для охлаждения атомов. Для стабилизации лазера по частоте вблизи необходимого перехода часть мощности лазера заводилась в кювету с рубидием. Одновременно с ним с другой стороны кюветы заводился модулированный по частоте пучок охлаждающего лазера, резонансного переходу $5S \leftrightarrow 5P$ и обеспечивающий возбуждение атомов в кювете на $5P$ уровень (рис. 16). Из-за частотной модуляции лазера, резонансного переходу $5S \leftrightarrow 5P$ (а значит, и

модуляции его отстройки от резонанса), количество атомов в кювете, находящихся на $5P$ уровне, также модулировалось. Поглощение излучения стабилизируемого лазера, связывающего уровни $5P$ и $5D$, в кювете пропорционально количеству атомов на $5P$ уровне. Поэтому модуляция количества атомов на $5P$ уровне вызывала пропорциональную модуляцию поглощения стабилизируемого лазера. По сигналу поглощения была реализована стабилизация лазера по частоте перехода (рис. 17). Контуры насыщенного поглощения для перехода $5P \leftrightarrow 5D$ гораздо ближе, чем аналогичные для перехода $5S \leftrightarrow 5P$. Это связано с тем, что сверхтонкое расщепление $5D$ уровня на порядок меньше, чем $5P$ (около 20 МГц).

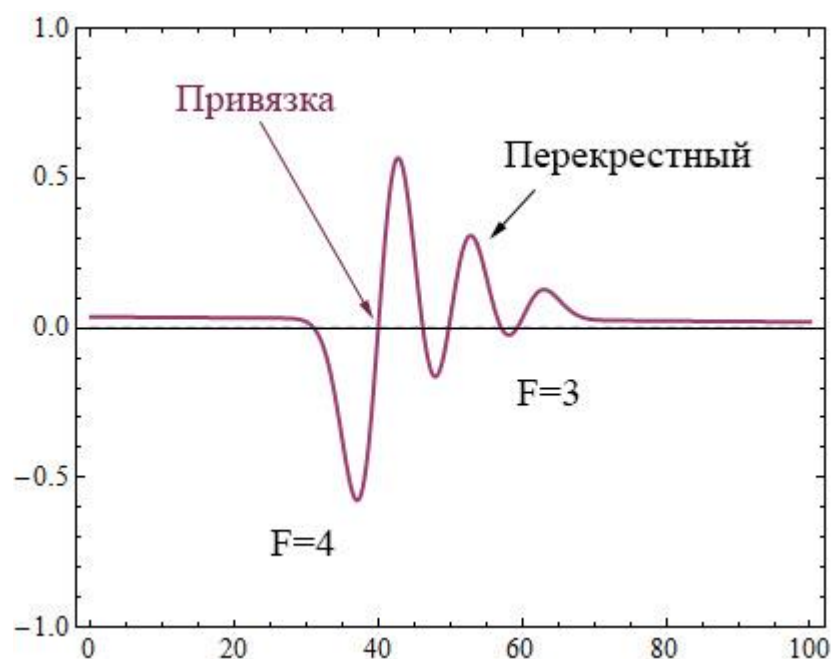


Рисунок 17. Дисперсионные контуры насыщенного поглощения лазера, резонансного переходу $5P \leftrightarrow 5D_{5/2}$ в рубидии. Переход на уровень $5D_{3/2}$ имеет аналогичные контуры.

Для обеспечения возможности изменения отстройки излучения и генерации коротких импульсов, лазерный пучок также проходил через АОМ, после чего заводился в одномодовое оптоволокно, подводящее излучение уже непосредственно к облаку атомов. На выходе из оптоволокон лазерное излучение фокусировались на облако атомов при помощи системы линз. Поляризация

каждого из пучков при необходимости задавалась при помощи кубика и фазовой пластинки.

Схема уровней рубидия, используемых для спектроскопии $5D$ уровня показана на рисунке 18. Детектирование населенности $5D$ уровня определялось путем регистрации фотонов с длиной волны 420 нм, получаемых в результате спонтанного распада атомов по схеме $5D \rightarrow 6P \rightarrow 5S$. Вероятность такого процесса составляет порядка 30%. Для детектирования синих фотонов использовался фотоэлектронный умножитель с синим светофильтром, подключенный к счетчику фотонов SR400 фирмы Stanford Research Systems [37].

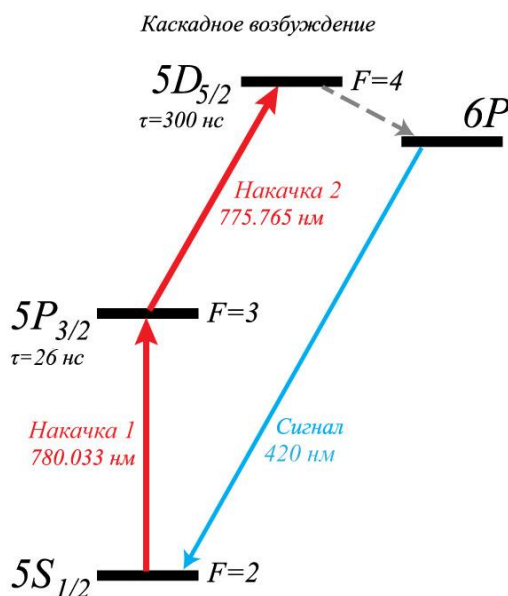


Рисунок 18. Схема уровней рубидия, используемых при спектроскопии $5D$ уровня.

Возбуждение облака холодных атомов на выбранный уровень затруднительно производить в непрерывном режиме, поскольку импульс отдачи при поглощении фотонов из лазерного пучка существенно нагревает атомы в облаке и выбивает их из области охлаждения. Это приводит к увеличению потерь в ловушке и существенному уменьшению количества захваченных атомов. В связи с этим, возбуждение атомов на $5D$ уровень производилось в импульсном режиме. Формирование коротких лазерных импульсов производилось при помощи уже

установленных в оптической схеме акустооптических модуляторов. На время эксперимента (порядка 1 мкс) охлаждающее излучение выключалось и атомы имели возможность перейти в основное состояние. После этого на них воздействовали лазерные импульсы, резонансные переходам $5S \leftrightarrow 5P$ и $5P \leftrightarrow 5D$. Схема импульсов для одного из экспериментов показана на рисунке 19.

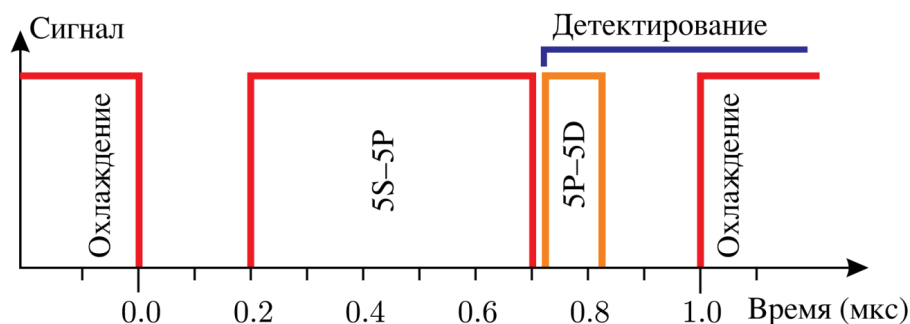


Рисунок 19. Схема импульсов, используемых при измерении поляризуемости $5D$ уровня рубидия.

1.7. Основные результаты главы 1

В результате работы, представленной в этой главе, нами была сконструирована магнитооптическая ловушка для атомов рубидия-87. Получаемое с ее помощью облако холодных атомов имеет размер от 100 до 500 мкм. Количество атомов в ловушке составляет до 10^7 атомов. Температура облака была измерена методами разлета и перезахвата и составила 300 мкК. При помощи данной магнитооптической ловушки был проведен ряд исследований – изучение взаимодействия холодных атомов с фемтосекундным излучением [21], исследование расщепления Раби [22], исследование эффективности возбуждения атомов короткими лазерными импульсами [17] и измерение эффекта Штарка $5D$ уровня рубидия [23].

Глава 2. Выбор методики заселения 5D уровней

2.1. Введение

При спектроскопии атомных уровней, в частности при определении скалярной и тензорной поляризуемостей уровней, критически важным являются два фактора: максимально эффективное заселение выбранного уровня для увеличения отношения сигнала к шуму, приводящее к уменьшению погрешности измерений, и возможность контролируемо заселять конкретные магнитные подуровни, поскольку взаимодействие с внешним электрическим полем зависит от взаимного направления электрического поля и магнитного момента атома.

В главе описываются методики эффективного заселения 5D уровней рубидия при помощи коротких лазерных импульсов и способы заселения конкретных магнитных подуровней при помощи оптической накачки в условиях магнитооптической ловушки.

2.2. Эффективное заселение 5D уровней рубидия

В трехуровневой схеме (рис. 20) в непрерывном режиме при облучении атомов достаточно мощными лазерными пучками (при $I \gg I_{sat}$) максимальная эффективность заселения верхнего уровня составляет 33%. Как описывалось в главе 1, при спектроскопии холодных атомов в магнитооптической ловушке возбуждение атомов в непрерывном режиме затруднительно в связи с вносимым дополнительным каналом потерь.

В импульсном режиме заселение верхнего уровня возможно с большей вероятностью, вплоть до 100%. Наиболее очевидным способом заселения является

каскадное возбуждение атомов при помощи π -импульсов. При данном методе возбуждения, на атом сначала воздействует лазерное поле, резонансное переходу с основного на промежуточное состояние, в течение времени, равного половине периода Раби осцилляций. В результате взаимодействия с этим импульсом, атом со 100% вероятностью переходит в промежуточное состояние. После этого на атом воздействует второе поле, резонансное переходу на требуемое состояние, которое также вызывает осцилляции Раби и может перевести атом в нужное состояние со 100% вероятностью при верно выбранной длительности импульса. Минусом такой методики возбуждения является высокая чувствительность к длительности импульсов и однородности лазерного поля по облаку холодных атомов. Также огромное влияние на эффективность возбуждения оказывает скорость распада промежуточного уровня.

Гораздо более удобным методом эффективного возбуждения атомов в трех и более уровневой схеме является вынужденное комбинационное адиабатическое заселение (stimulated Raman adiabatic passage, STIRAP) [38]. При использовании этой методики атом возбуждается при помощи двух частично перекрывающихся лазерных импульсов, следующих в инвертированном по сравнению с каскадным возбуждением порядке. При таком способе возбуждения существенно снижаются как требования к однородности и величине интенсивности лазерных импульсов, так и к их длительности. Единственным ограничивающим фактором остается лишь время жизни верхнего уровня системы.

Первоначально данная методика была экспериментально продемонстрирована в переходах между колебательными уровнями молекул в 1990 году [39]. Позже она была применена в оптической части спектра для пучка атомов цезия [40] и в настоящее время широко используется в ряде экспериментов [41] [42] [43]. Основным преимуществом этой методики является высокая, вплоть до 100%, эффективность возбуждения атомов на верхний уровень в трехуровневой схеме,

что может применяться, например, при возбуждении ридберговских уровней [44], а также для операций с кубитами [45] и считывания квантовых состояний [46].

По сравнению с предыдущими работами, в которых использовался метод STIRAP для заселения уровня $5D$ в рубидии [47] [48], мы подробно исследовали неадиабатический режим, в котором спонтанный распад начинает оказывать заметное влияние на эффективность заселения уровня $5D_{5/2}$. Для этого длительность возбуждающих импульсов изменялась от много меньшей времени жизни возбужденного уровня $5D_{5/2}$, до примерно равной ей. Мы выполнили поиск оптимальных соотношений между длительностью импульсов и задержкой между ними, обеспечивающих наиболее эффективное заселение уровня в случае неадиабатического режима при ограниченной мощности лазерного источника. Также были выполнены теоретические расчеты процессов возбуждения системы в неадиабатическом режиме и проведено сопоставление с экспериментом.

Эксперименты выполнялись в облаке лазерно-охлажденных атомов ^{87}Rb , захваченных в магнитооптическую ловушку при температуре около 300 мК. При такой температуре вклад эффекта Доплера на резонансных переходах составляет менее 1 МГц, что оказывается меньше их естественной ширины. Кроме этого, локализация атомов в облаке радиусом 0.1 – 1 мм позволяет достичь высоких интенсивностей возбуждения с использованием источников с невысокой мощностью, таких как полупроводниковые лазеры.

Нами использован метод STIRAP на переходах $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2} \leftrightarrow 5D_{5/2}$, выполнено исследование процесса возбуждения верхнего уровня в различных режимах и проведено сопоставление с теоретическим расчетом. Были найдены оптимальные соотношения параметров импульсов при возбуждении полупроводниковыми лазерами мощностью несколько милливатт, обеспечивающие максимальную эффективность заселения $5D_{5/2}$ уровня.

2.2.1. Импульсное возбуждение уровней

Рассмотрим модельный атом, в котором разрешены электрические дипольные переходы $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, как показано на рисунке 20. Атом взаимодействует с двумя электромагнитными полями, отстроенными от резонансов $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ на δ_1 и δ_2 соответственно.

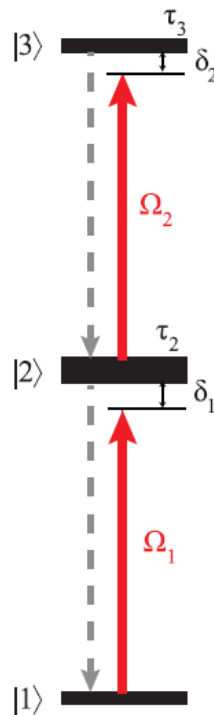


Рисунок 20. Трехуровневый атом. Переходы $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ являются дипольно-разрешенными.

Гамильтониан взаимодействия трехуровневого атома с излучением в приближении вращающейся волны имеет вид:

$$H = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1 & 0 \\ \Omega_1 & \delta_1 & \Omega_2 \\ 0 & \Omega_2 & \delta_1 + \delta_2 \end{pmatrix}$$

где $\Omega_1 = \frac{E_1 \cdot d_{12}}{\hbar}$, $\Omega_2 = \frac{E_2 \cdot d_{23}}{\hbar}$ – частоты Раби соответствующих переходов, а δ_1 и δ_2 – отстройки световых полей от резонансов.

С учетом распада уровней $|2\rangle$ и $|3\rangle$, уравнение на матрицу плотности принимает вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] + \Gamma \cdot \rho$$

В виде системы уравнений это выражение запишется следующим образом:

$$\frac{d}{dt} \rho_{11} = \frac{i}{2} \Omega_1(t) (\rho_{21} - \rho_{12}) + 2\gamma_2 \rho_{22}$$

$$\frac{d}{dt} \rho_{22} = \frac{i}{2} \Omega_1(t) (\rho_{12} - \rho_{21}) - 2\gamma_2 \rho_{22} + \frac{i}{2} \Omega_2(t) (\rho_{32} - \rho_{23}) + 2\gamma_3 \rho_{33}$$

$$\frac{d}{dt} \rho_{33} = \frac{i}{2} \Omega_2(t) (\rho_{23} - \rho_{32}) - 2\gamma_3 \rho_{33}$$

$$\frac{d}{dt} \rho_{12} = i\Omega_1(t) (\rho_{22} - \rho_{11}) - \rho_{12} (\gamma_2 + i\delta_1) - \frac{i}{2} \Omega_2(t) \rho_{13}$$

$$\frac{d}{dt} \rho_{23} = i\Omega_2(t) (\rho_{33} - \rho_{22}) - \rho_{23} (\gamma_3 + i\delta_2) + \frac{i}{2} \Omega_1(t) \rho_{13}$$

$$\frac{d}{dt} \rho_{13} = \frac{i}{2} \Omega_1(t) \rho_{23} + \frac{i}{2} (\delta_1 + \delta_2) \rho_{13} - \frac{i}{2} \Omega_2(t) \rho_{12}$$

Где $\gamma_2 = 1/\tau_2$, $\gamma_3 = 1/\tau_3$ – ширина уровней $|2\rangle$ и $|3\rangle$ соответственно.

Будем предполагать, что до включения полей был заселен только уровень $|1\rangle$. Ниже рассмотрены два метода заселения уровня $|3\rangle$: каскадного возбуждения через промежуточный уровень и метод STIRAP.

2.2.2. Каскадное возбуждение

Разрешив систему для матрицы плотности не трудно получить ограничение на величину населенности уровня $|3\rangle$ в непрерывном режиме, которая составляет 33% (в пределе больших частот Раби). Под каскадным возбуждением здесь и далее мы

будем понимать импульсное последовательное заселение уровня $|2\rangle$ а затем $|3\rangle$. В случае достаточно длинных импульсов (по сравнению с временами жизни всех уровней) эта ситуация практически не отличается от случая непрерывного возбуждения.

Особым является случай ультракоротких импульсов, много меньших по своей длительности времени жизни уровня $|2\rangle$. Значительное заселение уровня $|3\rangle$ можно реализовать через промежуточный уровень $|2\rangle$ двумя π -импульсами, последовательно перебрасывающими населенность с уровня $|1\rangle$ на $|2\rangle$ (первый импульс) и с $|2\rangle$ на $|3\rangle$ (второй), как проиллюстрировано на рисунках 21а, с. В отсутствие спонтанного распада и при правильном фазовом соотношении частот Раби для обоих импульсов, конечная населенность уровня $|3\rangle$ составит 100% (рис. 21).

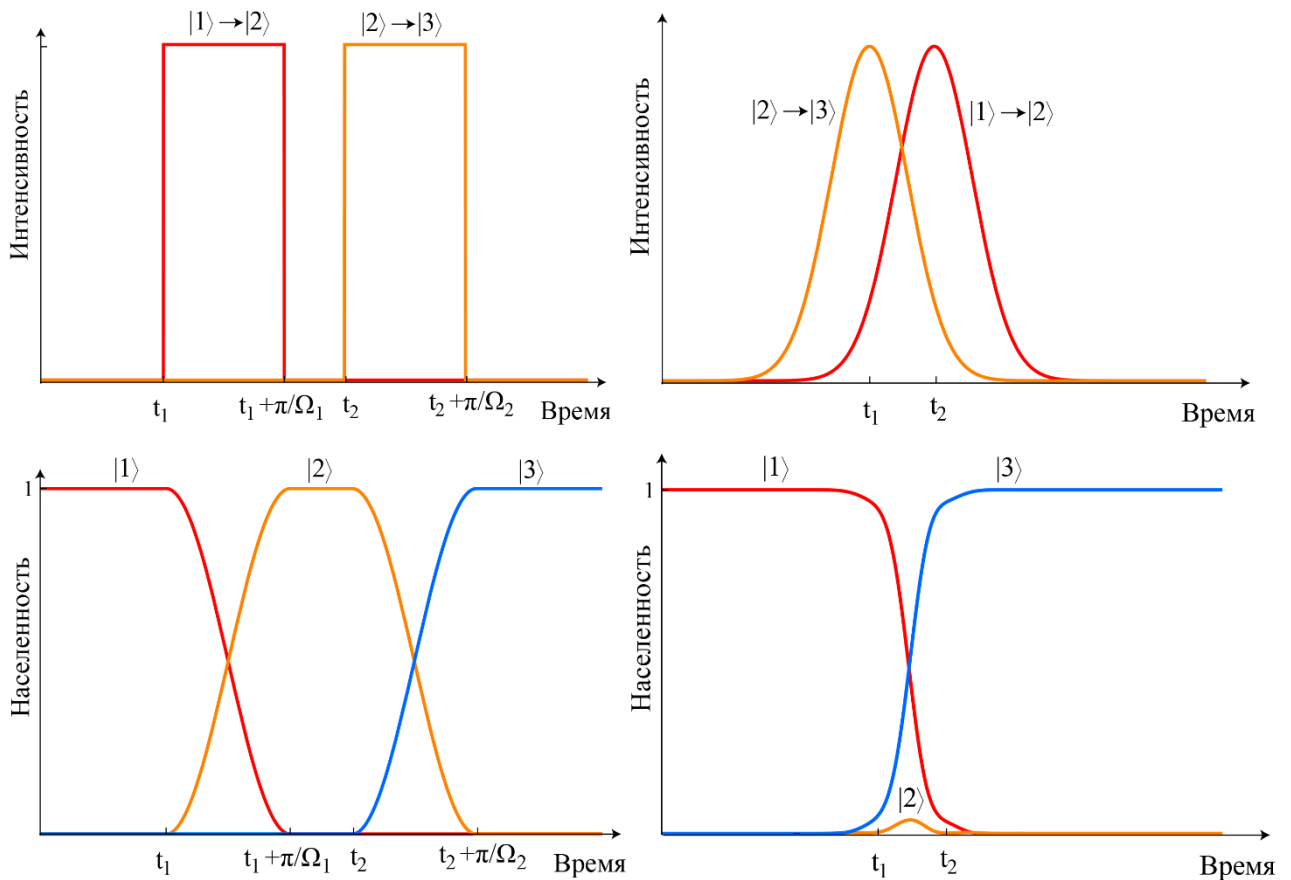


Рисунок 21. Последовательность импульсов и эволюция населенностей системы при возбуждении π -импульсами (a, c) и при помощи метода STIRAP (b, d)

В реальных условиях метод возбуждения π -импульсами имеет ряд недостатков. Во-первых, в присутствии спонтанного распада, длительности обоих импульсов должны быть много меньше времени жизни состояний $|2\rangle$, $|3\rangle$. Часто это условие оказывается весьма жестким. Так, в нашем случае время жизни состояния $|2\rangle$ (уровень $5P_{3/2}$ в рубдии) составляет всего 41 нс. Возникают существенные сложности как при реализации столь коротких импульсов, так и при обеспечении достаточно высокой плотности мощности для сохранения фазы. Во-вторых, необходимо обеспечить строгое соотношение между длительностью и амплитудой импульсов, чтобы сохранить равенство фазы. Это оказывается невозможно в случае, если возбуждающие пучки имеют радиальный профиль интенсивности.

Наиболее существенные сложности возникают при наличии магнитной структуры у уровней $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$. В зависимости от величины коэффициентов Клебша-Гордана дипольные матричные элементы переходов между отдельными магнитными компонентами могут отличаться, что делает фактически невозможным обеспечение условия π -импульса для всех магнитных компонентов одновременно и добавляет необходимость контролировать поляризации возбуждающего излучения.

В силу указанных недостатков такой режим в данной работе не исследовался.

Существенную часть перечисленных проблем можно снять, используя метод STIRAP, который переводит населенность состояния $|1\rangle$ в состояние $|3\rangle$ без заселения состояния $|2\rangle$.

2.2.3. Вынужденное комбинационное адиабатическое заселение

Одним из собственных состояний гамильтониана системы в случае двухфотонного резонанса ($\delta_1 + \delta_2 = 0$) является волновая функция:

$$|\psi\rangle = |1\rangle \cdot \cos\theta - |3\rangle \cdot \sin\theta$$

с нулевым собственным числом, где $\tan\theta = \Omega_1(t)/\Omega_2(t)$. Отметим, что в этой волновой функции отсутствует состояние $|2\rangle$. Если атом адиабатически следует за состоянием $|\psi\rangle$, то населенность состояния $|2\rangle$ в любой момент времени равна нулю и в процессе возбуждения не будет происходить спонтанных переходов с этого уровня.

В начальный момент времени, когда населенность состояния $|1\rangle$ равна 1, должно выполняться условие $\Omega_1(t_0) \ll \Omega_2(t_0)$, то есть интенсивность лазерного импульса, взаимодействующего с переходом $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ должна быть много меньше интенсивности импульса, взаимодействующего с переходом $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$. Далее, чтобы адиабатически перевести населенность в состояние $|3\rangle$ необходимо плавно увеличивать интенсивность первой накачки и уменьшать интенсивность второй до выполнения условия $\Omega_1(t_f) \gg \Omega_2(t_f)$ (рис. 21а, с). Интересным фактом является то, что первым включается поле, обеспечивающее когерентность незаселенных уровней $|2\rangle$ и $|3\rangle$. Последовательность импульсов оказывается инвертированной по сравнению с возбуждением π -импульсами.

Вынужденное комбинационное адиабатическое заселение (STIRAP) оказывается не чувствительно к спонтанному распаду состояния $|2\rangle$. Кроме того, нет строгих требований на связь интенсивности и длительности лазерных импульсов, что позволяет возбуждать атомы с высокой эффективностью даже достаточно длительными импульсами относительно малой мощности. Метод STIRAP позволяет использовать световые пучки произвольной поляризации и одинаково эффективно возбуждать магнитные подуровни, поскольку в нем нет жестких

требований на соответствие формы импульса и дипольного матричного элемента перехода.

При выполнении условия адиабатичности метод STIRAP обеспечивает 100%-ю эффективность заселения состояния $|3\rangle$. В действительности же, из-за распада верхнего уровня $|3\rangle$ в реальных системах, эффективность возбуждения не достигает 100%. Выполнение условия адиабатичности предполагает реализацию таких условий, при которых можно пренебречь распадом собственного состояния $|\psi\rangle$ в процессе эксперимента. Это достигается при условии, что частота перехода много больше характерного изменения фазы $|d\theta/dt|$. Такое условие хорошо выполняется при больших частотах Раби и существенной области перекрытия пучков. В данной работе нами экспериментально и теоретически рассмотрен неадиабатический режим, который возникает при ограниченной интенсивности импульсов или при увеличении длительности вплоть до времени жизни состояния $|3\rangle$. Система уравнений для матрицы плотности численно решалась для параметров, реализуемых в эксперименте. Коэффициенты распада $\gamma_{2,3}$ брались из табличных значений [49], а зависимости частот Раби $\Omega_{1,2}(t)$ от времени брались из экспериментально регистрируемых профилей лазерных импульсов. Ионизацией $5D$ уровня Rb под действием возбуждающего излучения по сравнению со спонтанным распадом можно пренебречь в связи с большой отстройкой от границы ионизации. Результаты моделирования сопоставлены с экспериментом и представлены в разделе **Error! Reference source not found..**

2.2.4. Эксперимент

Исследование импульсного метода возбуждения атомов проводилось в облаке рубидия, предварительно захваченных в магнитооптическую ловушку, подробно описанную в главе 1. Лазерно-охлажденные атомы подвергались импульсному

возбуждению на длинах волн 780.033 нм (переход $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$) и 775.765 нм (переход $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$) через промежуточный уровень $5P_{3/2}$, как показано на рисунке 18. Время жизни уровня $5P_{3/2}$ составляет $\tau_2 = 1/\Gamma_2 = 26$ нс, а уровня $5D_{5/2} - \tau_3 = 1/\Gamma_3 = 300$ нс. Длительность импульсов варьировалась от 40 нс до 200 нс, что позволило исследовать неадиабатический режим возбуждения. Возбуждение атомов на $5D$ уровень регистрировалось по люминесценции на длине волны 420 нм, возникающей в результате распада $5D \rightarrow 6P \rightarrow 5S_{1/2}$. Вероятность распада по этому каналу составляет 30% (рис. 18).

Источником излучения на длине волны 780.033 нм для импульсного возбуждения служил тот же полупроводниковый лазер, который использовался для лазерного охлаждения, поскольку в этот момент оно выключалось. Частота лазера сдвигалась в пределах 30 МГц. Лазер стабилизирован по частоте относительно спектра насыщенного поглощения в кювете с парами Rb, настройка частоты на резонанс осуществлялась с помощью акусто-оптического модулятора модель 3200 фирмы Crystal Technology [50]. Формирование импульсов также осуществлялось акустооптическими модуляторами, управляемых ключами ZAESWA-2-50DR+ фирмы Mini-Circuits [51], с помощью генератора импульсов прямоугольной формы (DG645 фирмы Stanford Research Systems [52]). Форма полученных импульсов регистрировалась цифровым осциллографом (DPO 4104 фирмы Tektronix [53]), подключенным к фотодиоду (Hamamatsu S5973 [54]) с полосой пропускания до 1 ГГц. Полученные сигналы использовались впоследствии при численном моделировании. Наиболее короткий импульс лазерного излучения, который удалось получить по такой схеме без снижения амплитуды, составил 40 нс.

Лазерные пучки разных длин волн совмещались на поляризационным кубике, после чего заводились в одномодовое волокно, подводящее излучение к ловушке. На выходе из оптоволокна бихроматический пучок фокусировался на облаке атомов в пятно диаметром либо 1 мм, либо 100 мкм (по уровню $1/e$). Характерная

мощность излучения на выходе из оптоволокна составляла несколько мВт. Профиль пучка хорошо аппроксимировался гауссовской функцией.

Общий цикл измерения занимал 10 мкс (рисунок 22). Излучение, формирующее ловушку, выключалось на время, равное 1 мкс, в течении которого производились измерения, после чего в течение 9 мкс производился перезахват и доохлаждение атомов в ловушке. Время измерений (1 мкс) разбивалось на интервалы: первые 200 нс использовались для полной релаксации атомов с уровня $5P$, остальное время – на возбуждение и измерение населенности $5D$ уровня. На облако атомов воздействовали два коротких импульса $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ и $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. Задержка между импульсами Δt варьировалась от -200 нс до +200 нс. Отрицательные значения задержки соответствуют случаю, когда первым следует импульс $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ (прямая последовательность импульсов), положительные – когда первым следует $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ (инвертированная последовательность).

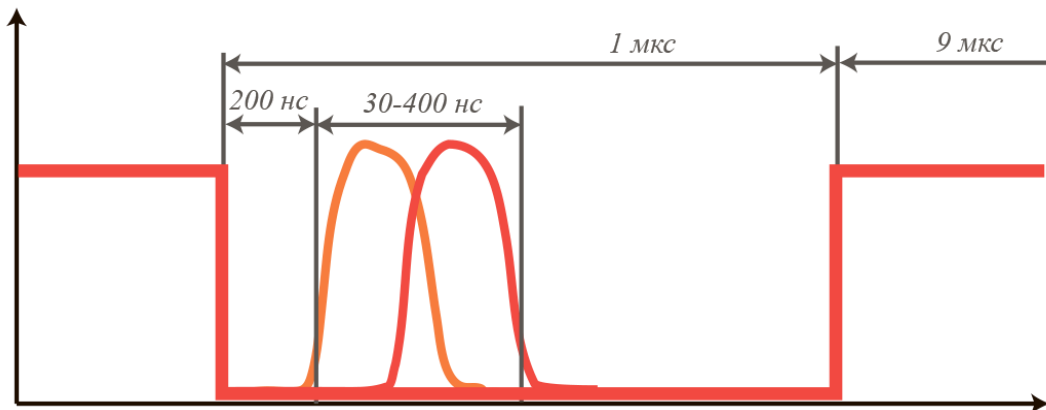


Рисунок 22. Схема и форма импульсов, используемых при изучении эффективности возбуждения $5D$ уровня.

Населенность $5D_{5/2}$ уровня регистрировалась с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) (R1925 фирмы Hamamatsu [55]) по излучению в узкой полосе вблизи длины волны 420 нм. Измерение выполнялось при помощи счетчика фотонов SR400 фирмы Stanford Research Systems [37] в течение интервала длительностью 1 мкс, захватывающего цикл импульсного возбуждения. Такое

временное окно объясняется временем каскадного распада $5D \rightarrow 6P \rightarrow 5S$, составляющем 300 нс. Характерное число отсчетов в максимуме сигнала соответствует 7000 при суммарном времени накопления 10 мс (соответственно, 1000 циклов) и пропорционально населенности $5D$ уровня. За то же время наблюдалось 150 фоновых отсчетов.

2.2.5. Автоматизация эксперимента и расчетов

Для автоматизации эксперимента была написана программа на языке программирования C# с использованием принципов объектно-ориентированного программирования. К компьютеру были подключены счетчик фотонов для регистрации сигнала с ФЭУ, генератор импульсов для создания коротких лазерных импульсов при помощи подключенных к нему ключей и высокочастотный генератор для изменения отстройки и интенсивности лазерных пучков. Общение с компьютером производилось через RS232 порт устройств. Для каждого из приборов был написан класс, позволяющий изменять все доступные параметры и использовать их в дальнейших экспериментах без необходимости заглядывать в документацию приборов. В процессе работы программа обеспечивала настройку и запуск генератора импульсов для проведения серии измерений с фиксированной задержкой между импульсами и отстройкой излучения. После получения значения со счетчика фотонов, задержка между импульсами автоматически изменялась в заданном диапазоне сканирования и повторяла эксперимент. В результате одного цикла измерений мы получали зависимость количества отсчетов ФЭУ (пропорциональное эффективности возбуждения на $5D$ уровень) от задержки между импульсами. Кроме задержки между импульсами возможно было установить диапазон сканирования для интенсивности лазерных пучков и величины отстройки. С помощью данной программы были сняты подробные

зависимости эффективности возбуждения атомов на $5D$ уровень от задержки между импульсами, их интенсивности, длительности и отстройки.

Полученные экспериментальные данные необходимо было сравнить с теоретическими расчетами. Попытка численного решения уравнения для матрицы плотности при 7 варьируемых параметрах (задержка, две отстройки, две интенсивности и две длительности) не увенчалась успехом – приблизительное время, необходимое для расчета такого объема данных на компьютере составило несколько месяцев. Для того, чтобы ускорить расчеты, было написано программное обеспечение, позволяющее запустить расчеты на нескольких компьютерах одновременно. Для этого была написана клиентская программа на языке C#, запускаемая на любом компьютере под управлением ОС Windows, и запрашивающая задание для расчета у сервера, доступного из интернета. На сервере была создана база данных и скрипт на языке PHP, позволяющий обращаться к базе, получать значения параметров, для которых вычисления еще не были произведены, и записывать результаты расчетов обратно в базу данных. Клиентская программа была распространена среди людей, пожелавших предоставить вычислительные мощности своих компьютеров для расчетов. В результате работы программы одновременно на более чем 40 компьютерах, весь объем вычислений был произведен менее чем за двое суток. В результате были получены расчетные данные объемом 483 МБ с данными об эффективности возбуждения атомов на верхний уровень с разрешением 1 нс по задержке между импульсами, в 1 МГц по отстройке и 1 МГц по интенсивности (в частотах Раби) импульсов.

2.2.6. Результаты

Характерные зависимости сигнала люминесценции на длине волны 420 нм от задержки Δt приведены на рисунке 23. В сигнале присутствуют два пика, причем левый из них соответствует каскадному возбуждению, а правый – возбуждению методом STIRAP. Видно, что в условиях эксперимента пик STIRAP превышает по амплитуде пик каскадного возбуждения.

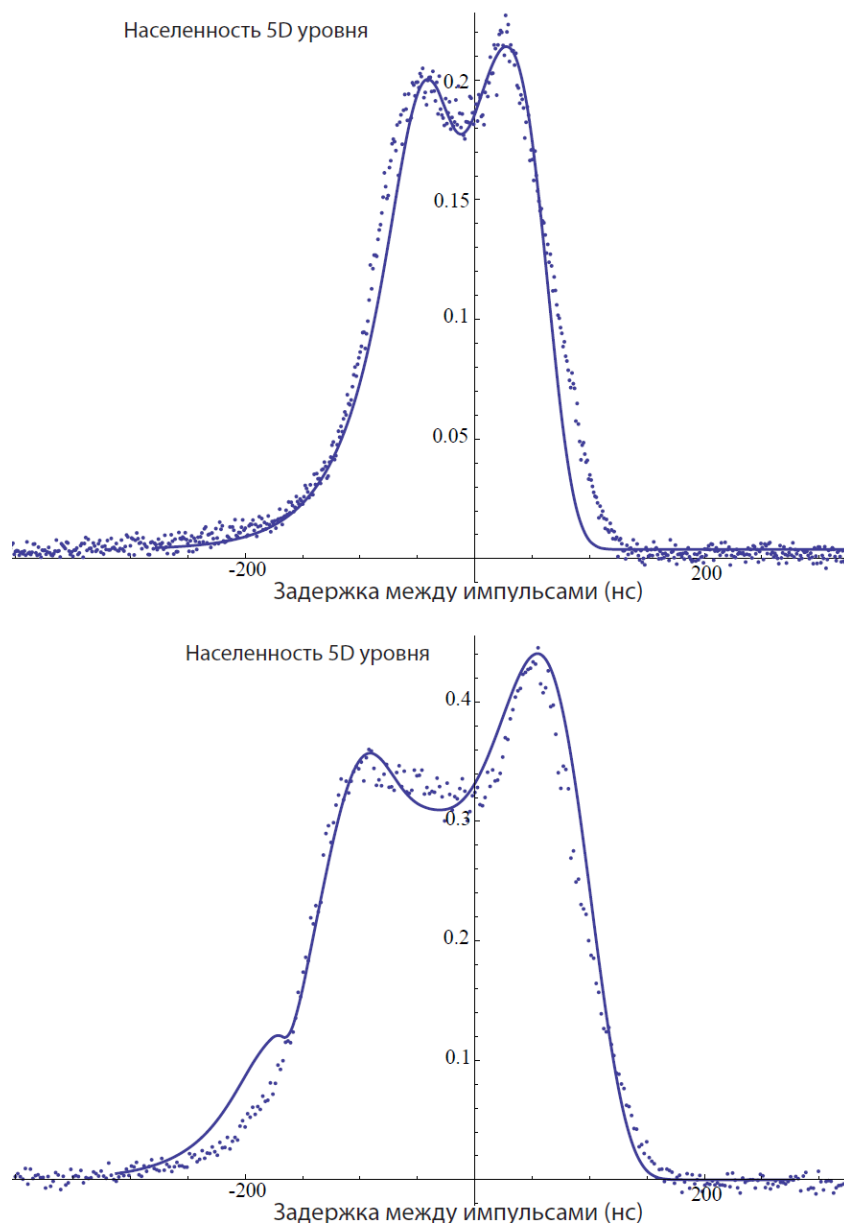


Рисунок 23. Зависимость населенности $5D_{5/2}$ уровня рубидия от задержки между лазерными импульсами Δt для различных длительностей импульсов (а) 60 нс, (б) 120 нс. Точки – экспериментальные данные, сплошные линии – результат численного решения уравнения на матрицу плотности при экспериментальных параметрах. Возбуждающее излучение фокусировалось в площадку диаметром 1 мм, при мощности излучения 1 мВт. Населенность $5D_{5/2}$ уровня нормировалась по результатам моделирования.

Для определения населенности $5D_{5/2}$ уровня выполнялось численное решение системы уравнений для матрицы плотности. Делалось допущение, что все атомы находятся при одинаковых условиях возбуждения: облако атомов оптически тонкое и интенсивность лазерного пучка на размере облака постоянно, так как площадку диаметром 1 мм, на которую фокусировалось излучение, существенно превышает размер облака. На рисунке 24 приведен пример динамики распределения населенностей уровней $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ для двух режимов – каскадного возбуждения и возбуждения по методу STIRAP.

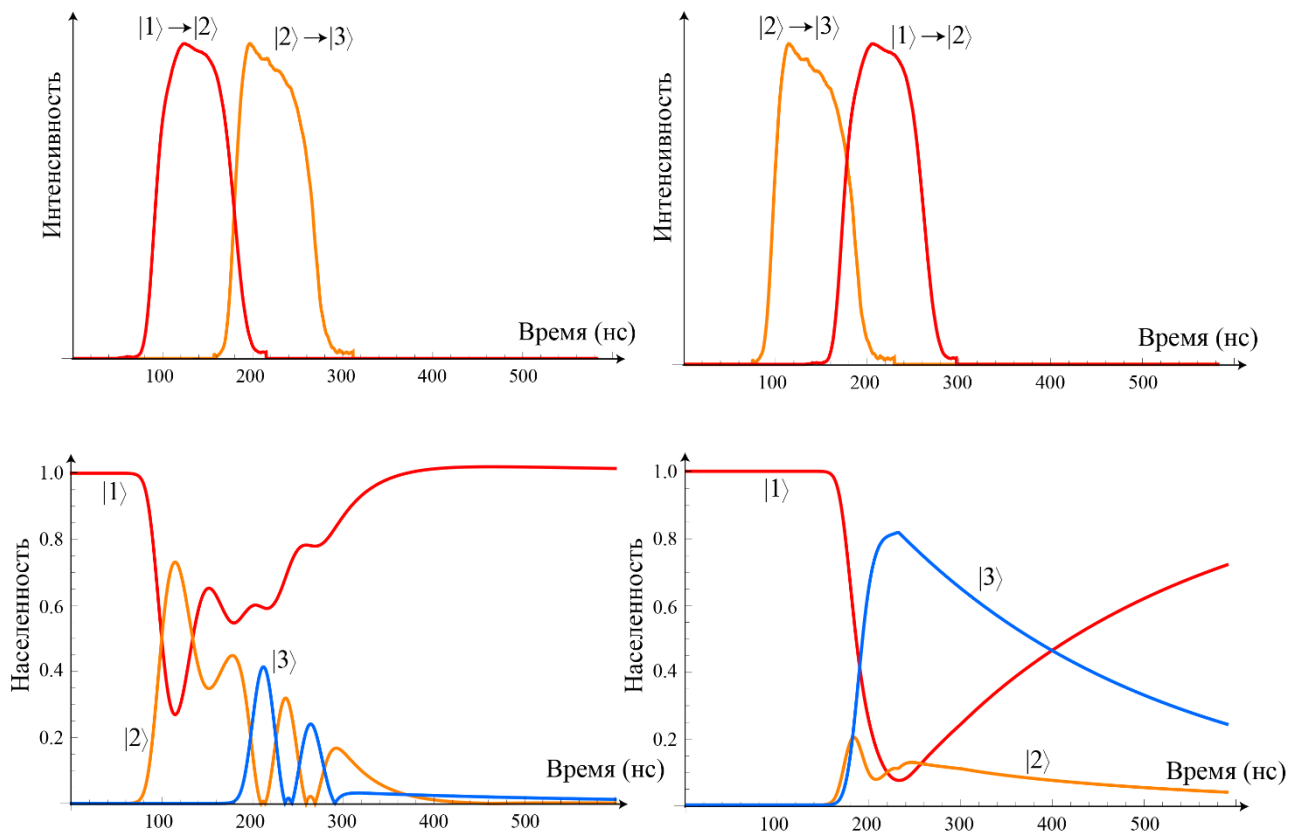


Рисунок 24. Последовательность и форма лазерных импульсов (а,б) и расчетные кривые зависимости населенности уровней (в) при каскадном возбуждении и (г) при возбуждении методом STIRAP. Форма импульсов, использованная в модели, соответствует экспериментальной реализации при длительности 80 нс. Пиковые значения частот Раби для пучков в данном случае одинаковы и равны 100 МГц

Как видно, при каскадном возбуждении возникают осцилляции Раби и в случае, представленном на рисунке, населенность на уровне $|3\rangle$ после цикла возбуждения составляет 5%. Здесь как раз проявляется чувствительность возбуждения в каскадном случае к длительности импульсов. При небольшом изменении длительности эффективность меняется радикально. Так видно, что при длительности импульса на 50 нс меньшей, эффективность возбуждения достигла бы 30%. При возбуждении методом STIRAP населенность возрастает до 80% в момент перекрытия импульсов, после чего уменьшается в результате спонтанного распада. Отличие эффективности возбуждения от 100% обусловлено неадиабатичностью процесса (как видно населенность промежуточного уровня все же отлична от нуля), определяющейся формой импульсов и спонтанным распадом возбужденного уровня. При длительности импульсов, равной 80 нс и частотах Раби, равных 100 МГц (16 мВт/мм^2), около 50% потерь в эффективности возбуждения обуславливаются распадом $5D_{5/2}$ уровня, 40% – отличием формы импульса от оптимальной и 10% – недостатком мощности.

Анализ результатов показал, что в диапазоне длительностей импульсов, много меньших, чем время жизни $5D_{5/2}$ уровня, увеличение длительности позволяет улучшить адиабатичность процесса, что положительно сказывается на эффективности возбуждения. Однако, начиная с 80 нс, увеличение длительности импульсов не приводит к увеличению эффективности возбуждения из-за роста потерь, связанных с распадом $5D_{5/2}$ уровня. При длительностях импульсов более 200 нс, эффективность возбуждения атомов начинает уменьшаться, поскольку потери, обусловленные распадом $5D_{5/2}$ уровня, становятся доминирующими.

В качестве характерной населенности, отображаемой на графике, взята средняя населенность уровня $|3\rangle$, определяемая выражением $p = \int_0^{t_{\text{изм}}} \rho_{33}(t) dt / \tau_3$, что характеризует количество фотонов, полученных при спонтанном распаде $5D$ уровня. Интегрирование производилось на времени регистрации фотонов, которое составляло 1 мкс, что много больше времени жизни $5D$ уровня.

Расчет позволяет достоверно воспроизвести экспериментальные зависимости и определить населенность, достигаемую при импульсном возбуждении. Как видно из рисунка 23, расчет хорошо воспроизводит экспериментальные данные и дает возможность с достаточно высокой точностью определить населенность $5D_{5/2}$ уровня. Сопоставление экспериментальных и теоретических данных производилась путем подбора калибровочного коэффициента, общего для всех измерений, который связывает число отсчетов и населенность $5D$ уровня. Необходимость введения такого коэффициента обусловлена технической трудностью абсолютных измерений интенсивности излучения на длине волны 420 нм.

Полная автоматизация системы управления экспериментом и сбором данных позволила выполнить детальный анализ процесса возбуждения в широком диапазоне экспериментальных параметров. На рисунке 25 показаны экспериментальные зависимости населенности $5D_{5/2}$ уровня от длительности импульсов, задержки между ними и отстройки лазера от резонанса $5P \leftrightarrow 5D$. Из графиков видно, что максимальная эффективность возбуждения достигается при задержке между импульсами, равной половине длительности импульса и нулевой отстройке от резонанса. Слабая зависимость эффективности возбуждения от длительности импульсов связана с экспериментально реализованной формой импульсов, а именно с тем фактом, что фронты нарастания и спада интенсивности практически не зависят от длительности. Для гауссовых импульсов зависимость от длительности имела бы место. Также определено, что населенность уровня является плавной функцией частоты Раби в диапазоне, доступном в эксперименте

($\Omega_{1,2}/2\pi = 5 - 25$ МГц). Максимальная эффективность возбуждения, достигнутая в эксперименте, составляет 40%, что превосходит эффективность возбуждения при каскадном возбуждении.

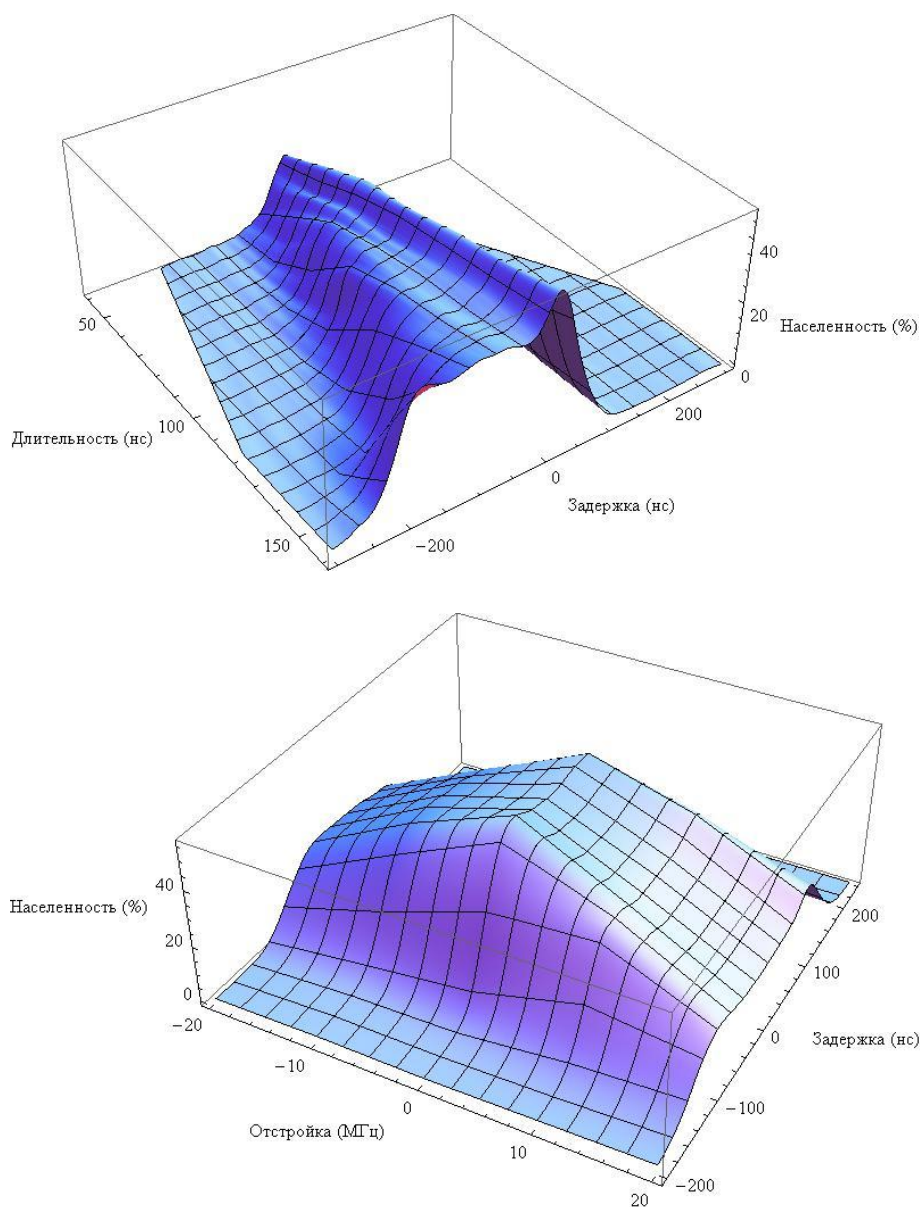


Рисунок 25. Экспериментальные результаты. (а) – зависимость населенности $5D_{5/2}$ уровня рубидия от задержки между лазерными импульсами и длительности импульсов. Раби-частоты равны 89 МГц для перехода $5S \leftrightarrow 5P$ и 25 МГц для перехода $5P \leftrightarrow 5D$ (б) – зависимость населенности $5D_{5/2}$ уровня от задержки между лазерными импульсами и отстройки лазера от резонанса $5P \leftrightarrow 5D$. Длительность импульсов равна 100 нс, Раби-частоты равны 89 МГц для перехода $5S \leftrightarrow 5P$ и 25 МГц для перехода $5P \leftrightarrow 5D$. Шумы составляли менее 5%.

Хотя эффективность возбуждения $5D$ уровня методом STIRAP и превосходит результат, достигаемый методом каскадного возбуждения, заселение верхнего уровня далеко от 100%, что должно выполняться в идеальном случае. В нашем эксперименте это связано, прежде всего, с ограниченной плотностью мощности, достигаемой с помощью лазерных источников. Для определения максимальной достижимой эффективности возбуждения мы провели эксперимент, сфокусировав возбуждающее излучение в пятно диаметром 100 мкм, значительно меньшее размеров атомного облака, как показано на рисунке 26а.

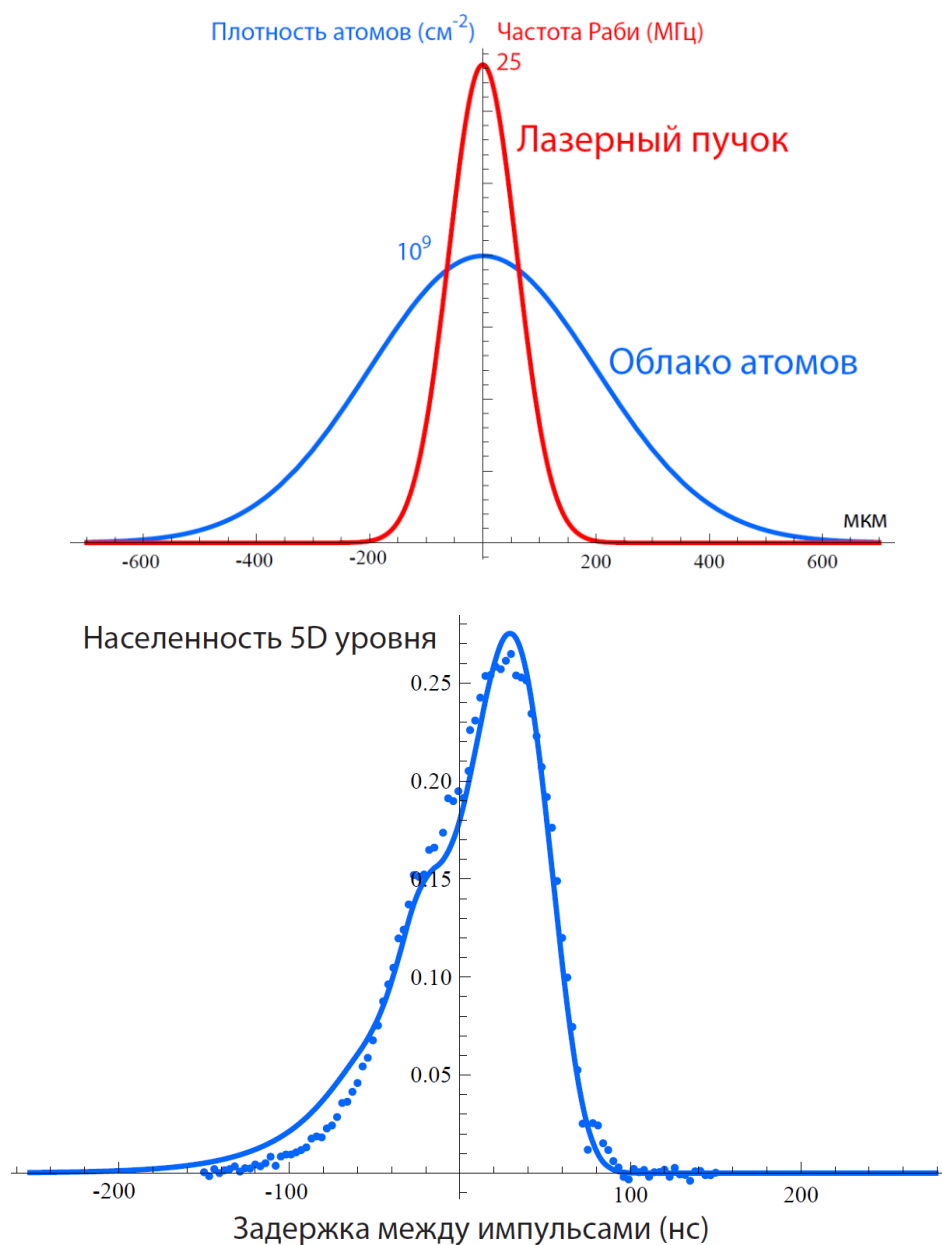


Рисунок 26. (а) – радиальное распределение плотности атомов в облаке и распределение интенсивности лазерных импульсов, сфокусированных в пятно диаметром 100 мкм. Раби-частоты в максимуме составляют 890 и 250 МГц. (б) – средняя по облаку населенность $5D$ уровня в зависимости от задержки $\Delta\tau$ (точки). Длительность импульсов составляет 100 нс. Сплошной линией показан результат моделирования с учетом радиального профиля пучка. По вертикальной шкале отложена средняя по облаку населенность $5D$ уровня при прежнем (определенном для диаметра пучка в 1 мм) калибровочном коэффициенте.

При фокусировке в малое пятно Раби-частота возрастает на порядок в максимуме контура по сравнению со случаем рис. 23, достигая 890 МГц для перехода $5S \leftrightarrow 5P$ и 250 МГц для перехода $5P \leftrightarrow 5D$. Однако, количество атомов, взаимодействующих с излучением, снижается. Нами было выполнено численное моделирование возбуждения решением системы для матрицы плотности с учетом радиального распределения интенсивности пучков и плотности атомного облака. Расчетная зависимость эффективности возбуждения от задержки между импульсами и интенсивности пучков отражена на рисунке 27.

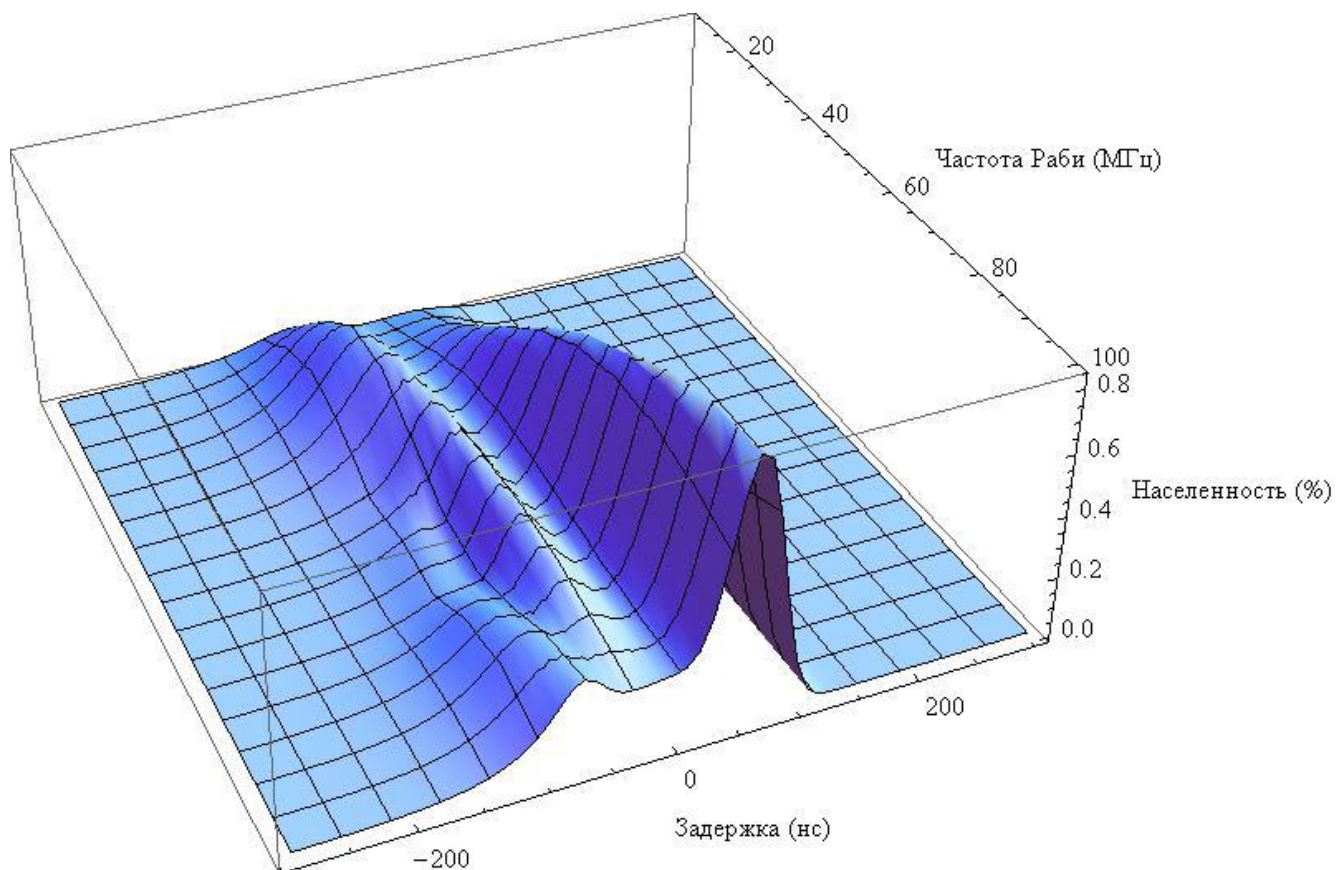


Рисунок 27. Результат численного моделирования зависимости эффективности возбуждения $5D$ уровня от задержки между импульсами и интенсивности лазерного излучения.

Усредняя результаты моделирования по облаку атомов с учетом распределения интенсивности лазерного поля и плотности атомов была получена зависимость, соответствующая экспериментальным данным (рисунок 26б – сплошная линия). Видно, что полученная зависимость согласуется с экспериментом. Согласно расчетам, для атомов, находящихся вблизи максимума интенсивности пучка, населенность $5D$ уровня превышает среднюю по облаку в 3 раза. Видно, что как и в случае малой плотности мощности рис. 23, максимальное возбуждение уровня $5D_{5/2}$ реализуется при возбуждении методом STIRAP при задержке между импульсами 40 нс при длительности импульсов 100 нс и достигает 0.25 в среднем по ансамблю. Максимальная населенность в пике интенсивности достигает 80%. Таким образом, при наличии достаточной мощности метод STIRAP действительно

позволяет перенести всю населенность с уровня $5S_{1/2}$ на $5D_{5/2}$ в рубидии через короткоживущий уровень $5P_{3/2}$.

2.3. Заселение различных магнитных подуровней

Для измерения как скалярной, так и тензорной поляризуемостей уровня атома необходимо заселение различных сверхтонких компонент уровня, либо различных магнитных подуровней (см. раздел 3.2). Для заселения различных магнитных подуровней мы использовали предварительную оптическую накачку атомов на магнитный подуровень $m = 3$ уровня $5P_{3/2}$, с которого в дальнейшем возбуждали атомы на уровни $5D$ при помощи света с контролируемой поляризацией.

Для создания оптической накачки на облако воздействовало лазерное излучение, резонансное переходу $5S \leftrightarrow 5P$, обладающее круговой поляризацией (рис. 31). Поскольку ось квантования системы задается вектором электрического поля, то для создания σ^+ поляризации для атомов, поляризованный по кругу лазерный пучок должен идти параллельно вектору электрического поля.

В присутствии лазерного излучения с σ^+ поляризацией, атомы начинают вынужденным образом осциллировать между основным и возбужденным состоянием, как показано на рисунке 28. В пределе достаточно большой мощности, атомы проводят 50% времени в возбужденном состоянии, откуда могут спонтанно распасться в основное состояние, но уже на другие магнитные подуровни. Время спонтанного распада определяется временем жизни возбужденного состояния, а вероятности распада на различные магнитные подуровни – дипольными моментами соответствующих переходов. В нашем случае время жизни $5P$ уровня составляло 26 нс.

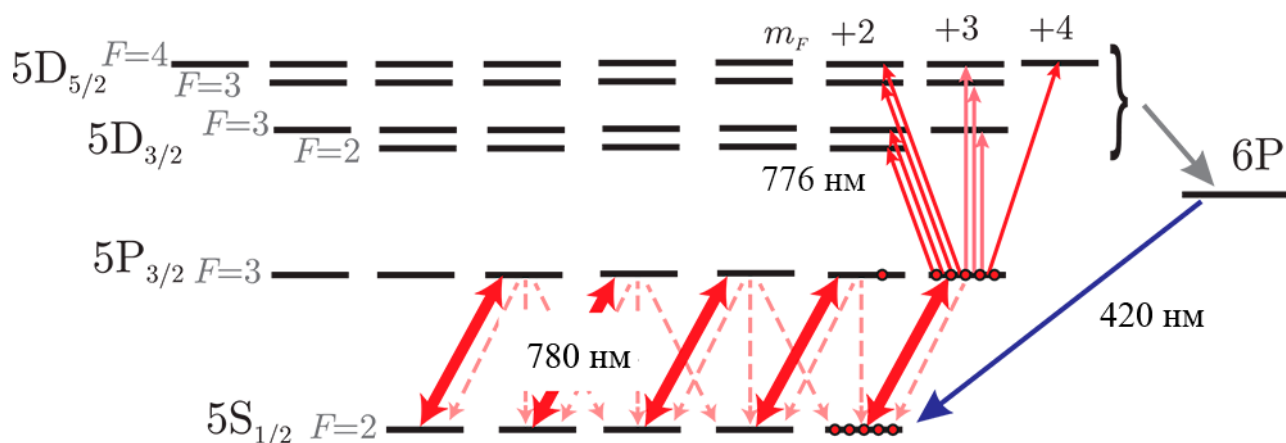


Рисунок 28. Процесс оптической накачки атомов рубидия на магнитный подуровень $5P_{3/2}(m = 3)$ и дальнейшее возбуждение атомов на различные магнитные подуровни $5D$ уровней.

Для определения времени, необходимого для перекачки всех атомов на крайний магнитный подуровень с $m = 3$, процесс оптической накачки был численно промоделирован. Для численного моделирования были записаны уравнения для матрицы плотности и решены итерационно с дискретизацией по времени. Результаты расчета показаны на рисунке 29.

Кроме того, в магнитооптической ловушке по определению присутствует магнитное поле. В идеальном случае, магнитное поле обращается в ноль как раз в области ловушки, однако в реальности в этом быть уверенным нельзя. Из-за ненулевых размеров облака атомов, а также не идеальности балансировки охлаждающих пучков, в облаке может присутствовать магнитное поле величиной до 1 Гс. При этом, направление магнитного поля может оказаться произвольным. В случае, когда магнитное поле направлено параллельно напряженности электрического поля, ситуация не меняется. Однако, в случае, когда магнитное поле направлено под углом, возможно возникновение прецессии магнитного момента атомов. Этот процесс вызывает снижение эффективности оптической накачки и при больших значениях магнитных полей может свести эту эффективность к нулю. Для того, чтобы убедиться, что оптическая накачка работает достаточно эффективно, мы также промоделировали поведение атомов в

присутствии оптической накачки и магнитного поля, направленного перпендикулярно накачке. При нормальной ориентации магнитного поля к направлению оси квантования должно наблюдаться самое существенное снижение эффективности накачки, поэтому мы решили рассмотреть именно этот случай. Рассмотрение произвольного угла между полем и осью квантования также возможно, но приводит к существенному приросту времени вычисления.

Честное решение уравнения для матрицы плотности с учетом присутствия лазерного излучения и направленного под углом к нему магнитного поля достаточно проблематично. Из-за обилия магнитных подуровней (3 в основном состоянии и 5 в возбужденном), размерность матрицы плотности составляет 8×8 , что приводит нас к 64 уравнениям. Другой сложностью является выбор оси квантования. Процесс оптической накачки достаточно легко решается при выборе оси квантования по направлению лазерного пучка, а эволюция атома в магнитном поле – при выборе оси квантования по магнитному полю.

Для реализации численного моделирования этих процессов удобно их разделить. Для каждого промежутка времени Δt решается сначала изменение населенности подуровней в результате оптической накачки в базисе с осью квантования по направлению лазерного излучения (основной базис), после чего рассматривается эволюция атома в магнитном поле уже в базисе с осью по полю (вспомогательный базис). В такой конфигурации на первом этапе мы имеем атом, уровни которого связаны σ^+ поляризованным излучением определенной мощности. Далее необходимо перейти во вспомогательный базис. В этом базисе магнитные подуровни заселены по-другому и их населенность рассчитывается через проецирование волновой функции в основном базисе на базисные волновые функции вспомогательного. После перехода во вспомогательный базис мы можем рассчитать эволюцию уровней в магнитном поле. В поле уровни энергии различных магнитных компонент получают сдвиг по энергии за счет эффекта Зеемана. Это вызывает возникновение набега фазы между магнитными

подуровнями. Именно этот эффект оказывает влияние на перераспределение населенностей в основном базисе, что можно легко получить, снова выразив волновую функцию в нем.

В начальный момент времени атомы распределены равномерно по всем магнитным подуровням m . Волновая функция атома имеет вид $|\psi\rangle = \sum_{m_g} c_{m_g} |g, m_g\rangle$, где $c_{m_g}^2 = \frac{1}{5}$ – населенности каждого магнитного подуровня основного состояния, g и e – основное и возбужденное состояния соответственно. В присутствии оптической накачки σ^+ поляризации атомы начинают осциллировать между состоянием $|g, m_g\rangle$ и $|e, m_g + 1\rangle$ с частотой Раби. В данном случае эти осцилляции не имеют никакого критического значения. Усреднив по периоду осцилляций, можно записать среднее значение волновой функции в виде $|\psi\rangle = \sum_{m_g} c_{m_g} [(1 - \rho) |g, m_g\rangle + \rho |e, m_g + 1\rangle]$. Здесь $\rho = \frac{1}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + (\frac{\Delta\omega}{\Gamma})^2}$, где $S_0 = I/I_{sat}$ – параметр насыщения, $I_{sat} = \frac{2\pi^2 hc\Gamma}{3\lambda^3}$ – интенсивность насыщения, $\Gamma = 1/\tau$ – скорость распада верхнего уровня.

Учитывая населенность каждого из верхних магнитных подуровней, можно получить динамику перераспределения населенностей. Так, с подуровня $|e, m_g + 1\rangle$ будет происходить экспоненциальный распад на подуровни $|g, m_g\rangle$, $|g, m_g + 1\rangle$ и $|g, m_g + 2\rangle$. Динамика распада будет определяться временем жизни верхнего уровня и дипольным моментом соответствующих переходов. В результате получим следующее изменение коэффициентов для волновой функции:

$$\begin{aligned} \frac{\partial c_{m_g}}{\partial t} = & -\rho c_{m_g} \left(p_{e, m_g+1 \rightarrow g, m_g+1} + p_{e, m_g+1 \rightarrow g, m_g+2} \right) + \rho c_{m_g-1} p_{e, m_g-1 \rightarrow g, m_g} \\ & + \rho c_{m_g-2} p_{e, m_g-2 \rightarrow g, m_g} \end{aligned}$$

Здесь $p_{e, m_e \rightarrow g, m_g+1}$ – относительные вероятности переходов $|e, m_e\rangle \rightarrow |g, m_g\rangle$, задающиеся выражением:

$$p_{e,m_e \rightarrow g,m_g+1} = (2F_e + 1)(2J_g + 1)(2F_g + 1) \times \begin{Bmatrix} J_g & J_e & 1 \\ F_e & F_g & 1 \end{Bmatrix}^2 \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ m_e & q & -m_g \end{pmatrix}^2$$

Теперь, для учета эволюции атома в магнитном поле, необходимо перейти к вспомогательному базису. Во вспомогательном базисе волновая функция атома будет записываться похожим образом – $|\psi\rangle = \sum_{m'_g} c_{m'_g} |g, m'_g\rangle + \sum_{m'_e} c_{m'_e} |e, m'_e\rangle$, где m'_g и m'_e – магнитные подуровни вспомогательного базиса основного и возбужденного состояния соответственно. Тогда коэффициенты $c_{m'}$ выражаются в виде:

$$c_{m'_g} = \sum_{m_g} c_{m_g} (1 - \rho) \langle g, m'_g | g, m_g \rangle, c_{m'_e} = \sum_{m_e} c_{m_e} \rho \langle e, m'_e | e, m_e \rangle$$

Единственное, чем отличается новый базис от старого – это углы поворота для сферических функций. Радиальная часть волновой функции остается без изменений. Значит, во вспомогательном базисе населенность различных магнитных подуровней может быть вычислена просто при помощи проецирования волновой функции на базис сферических функций, соответствующих нужным магнитным подуровням. Тогда коэффициенты при базисных волновых функциях имеют вид:

$$c_{m'} = \sum_m c_m \int Y_m^F(\theta, \varphi) Y_{m'}^{F'}(\theta, \varphi)^* \sin\theta d\theta d\varphi$$

Получив коэффициенты для разложения волновой функции по вспомогательному базису, можно рассчитать её эволюцию во времени. Учитывая сдвиг энергий состояний в магнитном поле получаем, что за время Δt у каждой из компонент волновой функции появится набег фаз и волновая функция примет вид:

$$|\psi\rangle = \sum_{m'_g} c_{m'_g} |g, m'_g\rangle e^{-i\frac{\mu_B g_F m'_g B t}{\hbar}} + \sum_{m'_e} c_{m'_e} |e, m'_e\rangle e^{-i\frac{\mu_B g_F m'_e B t}{\hbar}}$$

Здесь g_F – фактор Ланде для данного уровня. Возвращаясь обратно в основной базис получаем новое значение коэффициентов для волновой функции атома. Проводя такую последовательность действий с достаточно малой дискретизацией по времени мы получили зависимость населенностей магнитных подуровней от времени для разных значений магнитных полей и интенсивностей лазерной накачки. Результаты расчетов показаны на рисунке 29.

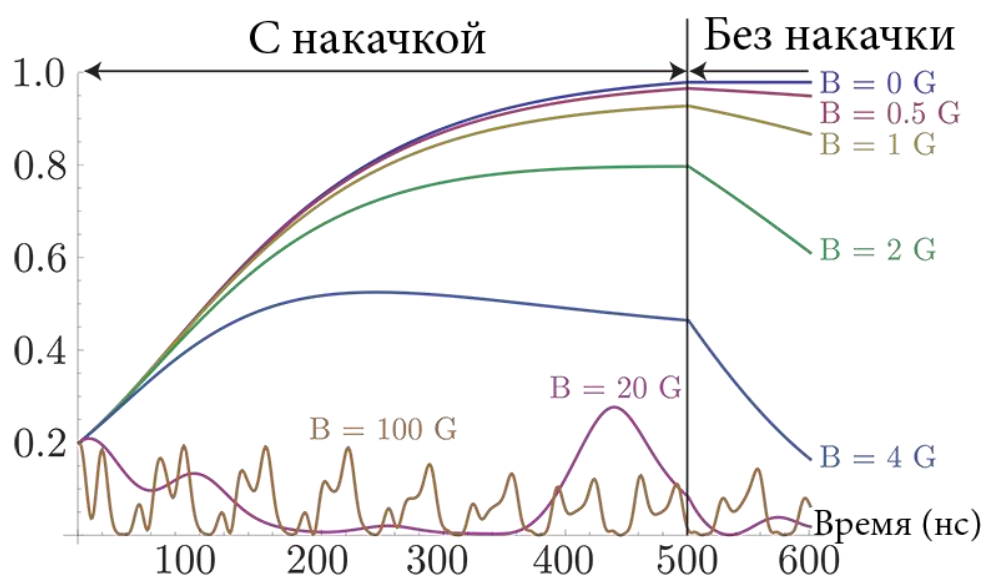


Рисунок 29. Зависимость населенности крайнего магнитного подуровня от времени при разных значениях величин магнитного поля.

Для эффективного заселения магнитного подуровня $5P_{3/2}(m = 3)$ оказалось достаточно импульса накачки длительностью в 500 нс. Присутствие магнитного поля до 1 Гс практически не влияет на эффективность заселения. Однако, при больших значениях магнитного поля начинает играть роль, и при магнитных полях от 4 Гс оптическая накачка перестает работать.

По нашим оценкам, магнитное поле в облаке атомов не превышало 0.2 Гс, что было подтверждено экспериментально (см. раздел 3.4).

2.4. Выбор методики заселения $5D$ уровней

Заселение уровней атомов в магнитооптической ловушке невозможно в непрерывном режиме, поскольку резонансное лазерное излучение нагревает атомы в направлении пучка, что вносит дополнительный канал потерь и количество оставшихся в ловушке атомов оказывается ничтожно малым. Поэтому, при спектроскопии в магнитооптической ловушке, пользуются импульсным способом возбуждения. В главе 2 подробно описаны возможные способы возбуждения атомов на $5D$ уровень. Наиболее эффективным и стабильным по отношению к различным параметрам оказывается метод STIRAP. Изначально планировалось использовать именно его. Однако, его использование оказалось невозможным по нескольким причинам.

Во первых, длины волн переходов $5S \leftrightarrow 5P$ и $5P \leftrightarrow 5D$ достаточно близки (780 и 776 нм соответственно). Поэтому, при возбуждении атомов при помощи двух перекрывающихся импульсов неизбежным оказывается влияние переменного эффекта Штарка. Сдвиг энергии уровня в присутствии нерезонансного электромагнитного излучения описывается выражением:

$$\Delta E(\omega) = -\frac{1}{2} \alpha \mathcal{E}^2 \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

При попытках измерения данным методом мы обнаружили дополнительный сдвиг спектральных линий, зависящий от интенсивности излучения, резонансного переходу $5S \rightarrow 5P$ и зависящего от длительности перекрытия лазерных импульсов.

Второй причиной являлась необходимость предварительной оптической накачки атомов на $5P_{3/2}(m=3)$ магнитный подуровень. Использование STIRAP в этих условиях также возможно. Для этого необходимо после предварительной накачки атомов и распада обратно в основное состояние возбуждать их при помощи коротких импульсов. Однако, при такой конфигурации эксперимента необходимо

учитывать влияние переменного эффекта Штарка, что вносит дополнительную погрешность при определении сдвигов уровней. Для минимизации погрешности измерения мы выбрали обычное каскадное возбуждение атомов на $5D$ уровень с соответствующим увеличением длительности накопления сигнала. Из-за использования каскадного возбуждения, характерное время измерения увеличилось на порядок по сравнению с методом STIRAP.

Для получения спектров возбуждения атомов мы использовали импульсную схему, представленную на рисунке 30. В начале одного цикла измерения охлаждающее излучение полностью отключалось на 1 мкс. В течение 200 нс атомы релаксировали в основное $5S$ состояние, после чего включалась оптическая накачка с длительностью 500 нс, переводящая все атомы в состояние $5P_{3/2}(m = 3)$. Импульс, резонансный переходу $5P \rightarrow 5D$ следовал через 10 нс после импульса накачки. Это было сделано для того, чтобы избежать влияния переменного эффекта Штарка. Одновременно с возбуждающим импульсом включалось детектирование синих фотонов, получаемых в результате спонтанного распада атомов по каналу $5D \rightarrow 6P \rightarrow 5S$. Детектирование длилось в течение 1 мкс. По истечении 1 мкс после выключения охлаждающего излучения, оно включалось снова на 9 мкс. Это было необходимо, чтобы вернуть атомы в магнитооптическую ловушку. Таким образом, один цикл измерения длился 10 мкс. Для учета внешней засветки детектирование фотонов включалось еще раз уже спустя 5 мкс после начала измерений. Можно с уверенностью сказать, что к тому времени атомов на $5D$ уровне не оставалось, а значит зарегистрированный во втором интервале сигнал являлся фоном.

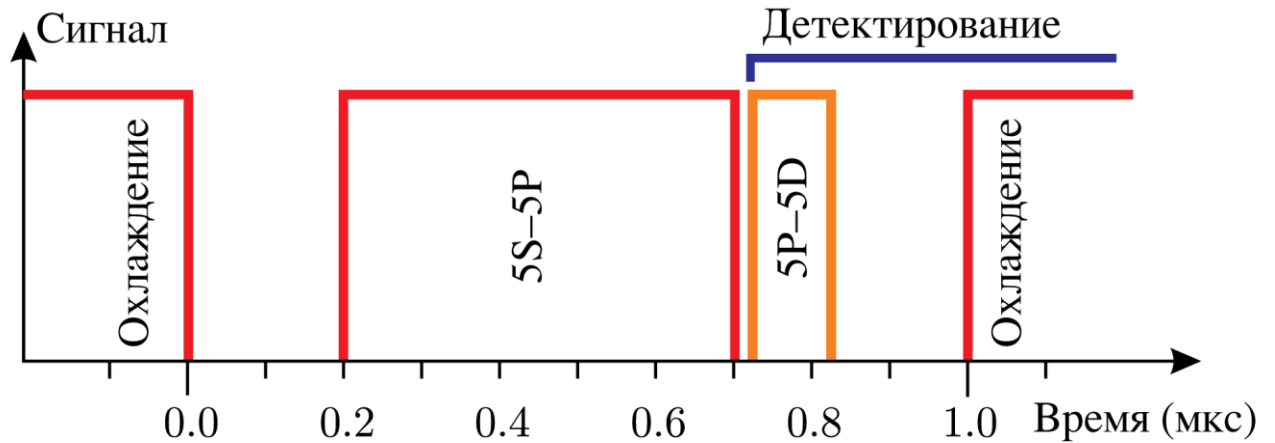


Рисунок 30. Схема импульсов, используемых при регистрации спектральных линий возбуждения атомов рубидия на $5D$ уровень.

Цикл измерения повторялся 10000 раз для одной длины волны сканируемого лазера. Сигнал суммировался по всем измерениям при помощи счетчика фотонов SR400 фирмы Stanford Research Systems [37]. После этого длина волны сканируемого (близкого к переходу $5P \leftrightarrow 5D$) лазера изменялась на 0.1 МГц и измерения повторялись снова. Диапазон сканирования выбирался порядка 30 МГц и захватывал спектры двух сверхтонких компонент $5D$ уровней.

2.5. Основные результаты главы 2

По результатам главы 2 мы исследовали возбуждение $5D_{5/2}$ уровня ^{87}Rb в облаке лазерно-охлажденных атомов двумя последовательными лазерными импульсами по схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$. Показано, что метод STIRAP обеспечивает более высокую населенность уровня $5D_{5/2}$, чем метод каскадного возбуждения. При облучении всего облака импульсами, обеспечивающими в пике плотность мощности 2 мВт/мм^2 , достигается населенность $5D_{5/2}$ уровня, равная 40% для всех атомов из облака. При фокусировке лазерных импульсов в малую часть облака средняя по ансамблю населенность падает до 25%, однако, как показывают

расчеты, локально достигает 80% (в максимуме интенсивности). Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются расчетами, основывающимися на решении уравнений для матрицы плотности. Показано, что эффективное возбуждение $5D_{5/2}$ уровня возможно при использовании импульсов негауссовой формы и при малых интенсивностях лазерного излучения на уровне 1 мВт/мм^2 . Оптимальная длительность импульсов, обеспечивающая максимальное возбуждение $5D_{5/2}$ уровня в условиях нашего эксперимента, варьируется от 80 до 150 нс с задержкой между импульсами равной половине длительности. При больших длительностях импульсов распад $5D_{5/2}$ уровня начинает вносить существенный вклад в потери, из-за чего, при превышении 200 нс длительности, эффективность возбуждения существенно уменьшается. Полученные результаты опубликованы в журнале «Квантовая Электроника» [17].

Разработана методика выборочного заселения магнитных подуровней $5D$ уровней при помощи предварительной оптической накачки. Рассчитано влияние магнитного поля на процесс оптической накачки и выбран импульсный режим заселения, обеспечивающий максимальную точность при измерении штарковских сдвигов $5D$ уровней во внешнем электрическом поле.

2.6. Благодарности

Автор выражает благодарность студентам и аспирантам МФТИ, а также Шаврину Андрею и Михаилу Ерохину, предоставившим вычислительные мощности своих компьютеров для численного моделирования эксперимента.

Глава 3. **Определение поляризуемостей 5D уровней атомов рубидия**

3.1. **Введение**

Измерение поляризуемостей атомов и молекул является важной задачей современной спектроскопии. Атомная поляризуемость выражается в виде

$$\alpha_{\gamma} = \sum_{\gamma'} \frac{|\langle \psi_{\gamma} | e\mathbf{r} | \psi_{\gamma'} \rangle|^2}{E_{\gamma} - E_{\gamma'}}$$

и зависит от дипольных матричных элементов $|\langle \psi_{\gamma} | e\mathbf{r} | \psi_{\gamma'} \rangle|^2$ [56], также описывающих силы переходов, времена жизни уровней, силы Ван-Дер-Ваальса между атомами, сечения рассеяния и многие другие характеристики атомов. Здесь E_{γ} – энергия уровня с квантовыми числами γ , ψ_{γ} – соответствующая волновая функция. Точное измерение поляризуемостей позволяет построить более строгие модели структуры атомных уровней и теории для тяжелых атомов, позволяющие рассчитать важные атомные параметры [57].

Измерение поляризуемостей оказывается еще более важным в приложениях атомных часов и может существенно улучшить качество оптических стандартов частоты [58] [59] [60] [61] [62].

Поляризуемости основных уровней щелочных атомов измерены с высокой точностью [63] [64], поскольку получение таких атомов в определенном квантовом состоянии не представляет трудности, а спонтанный распад не вносит ограничений на длительность эксперимента. Наилучшие результаты по измерению поляризуемости основного состояния были показаны при интерферометрических измерениях [65]. Теоретические расчеты также согласуются с измеренными значениями с хорошей точностью [66].

С другой стороны, долгоживущие высоковозбужденные ридберговские атомы высокочувствительны к внешнему электрическому полю [67], что существенно уменьшает требования к эксперименту. Поляризуемости ридберговских атомов также измерены с высокой точностью [68] [69] и теоретические модели хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Однако, атомы в промежуточных состояниях представляют трудность как для экспериментальных, так и для теоретических исследований. Как правило, промежуточные уровни в атомах являются сравнительно короткоживущими и труднозаселимыми, вместе с тем они гораздо менее чувствительны к полю по сравнению с ридберговскими атомами. К примеру, существующие измерения поляризуемостей уровней рубидия и цезия с главными квантовыми числами от 6 до 10 измерены с погрешностью порядка 5% [70]. Расчеты поляризуемостей для этих состояний также обладают небольшой точностью, поскольку получаются путем суммирования вкладов от остальных уровней атомного спектра с разными знаками, что приводит к существенному увеличению ошибок вычислений при сохранении порядка итоговой величины поляризуемости.

В данной работе представлены проведенные впервые измерения поляризуемости уровней $5D_{5/2}$, $5D_{3/2}$ в холодных атомах рубидия. Этот уровень широко используется в спектроскопии по нескольким причинам. Во первых, двухфотонный переход $5S \leftrightarrow 5D$ является рекомендованным Международным Комитетом Мер и Весов переходом для определения вторичного стандарта метра [8] и активно используется в метрологии [71] [72]. Во вторых, $5D$ уровень часто используется в качестве промежуточного для возбуждения атомов на ридберговские уровни. И, наконец, благодаря удобному каналу распада $5D \rightarrow 6P \rightarrow 5S$ с излучением синих фотонов, этот переход активно используется в спектроскопических исследованиях [17] [21] [22].

Отдельно следует упомянуть существующие теоретические расчеты для поляризуемости $5D$ уровней. В работах [73] [10] применялся метод модельного

потенциала. В работе [11], в свою очередь, расчет производился в соответствии со вторым порядком теории возмущений при помощи прямого суммирования матричных элементов и интегрирования по непрерывному спектру. В последнем случае для расчета вероятностей переходов использовалась программа АТОМ [74] с частичным использованием точно измеренных экспериментальных данных. Результаты расчетов из работ [10] и [11] представлены в таблице 1.

Источник	$\alpha_S(5D_{3/2})$	$\alpha_T(5D_{3/2})$	$\alpha_S(5D_{5/2})$	$\alpha_T(5D_{5/2})$
[10]	21 110	-2871	20 670	-3387
[11]	16 600	-1060	16 200	-909

Таблица 1. Теоретические расчеты поляризуемостей $5D$ уровней рубидия (ат.ед.)

Используя облако холодных атомов, помещенное между обкладками плоского конденсатора, нам удалось зарегистрировать сдвиги спектральных линий во внешнем электрическом поле, откуда получить значения скалярной и тензорной поляризуемостей для $5D_{5/2}$ и $5D_{3/2}$ уровней с точностью 0.4% для скалярной и 4% для тензорной поляризуемости.

3.2. Сдвиг уровней во внешнем поле

В результате взаимодействия атома с внешним электрическим полем, энергетические уровни атома сдвигаются в соответствии с [56]:

$$\Delta E = -\frac{1}{2}(\alpha_S + \alpha_T P)\mathcal{E}_z^2 \quad (1)$$

Здесь α_S и α_T – скалярная и тензорная поляризуемости уровня, а параметра P может быть записан в виде:

$$P = \frac{[3m_F^2 - F(F + 1)][3Q(Q - 1) - 4F(F + 1)J(J + 1)]}{(2F + 3)(2F + 2)F(2F - 1)J(2J - 1)} \quad (2)$$

где $Q = F(F + 1) + J(J + 1) - I(I + 1)$. Здесь m_F – магнитное квантовое число, а F, J, I – полный, электронный и ядерный моменты соответственно.

Из приведенных выше выражений видно, что для получения величины как скалярной, так и тензорной поляризуемостей необходимо измерять сдвиги энергетических уровней атома для нескольких F или m_F .

При измерении сдвига частоты перехода $5P \leftrightarrow 5D$ необходимо также учитывать сдвиг $5P$ уровня в электрическом поле. Значения поляризуемости $5P$ уровня известны и измерены с хорошей точностью [75]. Изменение частоты перехода будет определяться в соответствии с:

$$\Delta f = -\frac{1}{2h} (\alpha_S(e) - \alpha_S(g) + \alpha_T(e)P_e - \alpha_T(g)P_g) \mathcal{E}_z^2$$

Где e и g – нижний и верхний уровни перехода, а Δf – собственно, изменение частоты перехода во внешнем поле \mathcal{E}_z .

3.3. Измерение сдвигов спектральных линий в электрическом поле

Для получения величин поляризуемостей $5D$ уровней рубидия мы измеряли сдвиги спектральных линий при возбуждении атомов на различные магнитные подуровни $5D_{3/2}$ и $5D_{5/2}$ уровней во внешнем электрическом поле. Одним из каналов распада атомов с $5D$ уровня является $5D \rightarrow 6P \rightarrow 5S$ с излучением фотонов с длиной волны 420 нм. По данному каналу распадается около 30% атомов, что делает его крайне удобным для регистрации эффективности заселения $5D$ уровня. Кроме того, поскольку фотоны, испускаемые в процессе распада, обладают длиной волны, существенно отличающейся от остальных длин волн, используемых в эксперименте, их удобно регистрировать при помощи фотоэлектронного

умножителя с синим светофильтром на входе. Сканируя длину волны лазера, близкого к переходу $5P \leftrightarrow 5D$, можно зарегистрировать соответствующие спектральные линии. Используя предварительно накаченные на $5P_{3/2}(m = 3)$ уровень атомы и изменяя поляризацию возбуждающего излучения можно заселять определенные магнитные подуровни $5D$ уровня, что позволило нам получить сдвиги спектральных линий для различных магнитных компонент уровней. Из этих значений вычислялись скалярная и тензорная поляризуемости уровней. Импульсный режим возбуждения атомов на конкретные магнитные подуровни $5D$ уровней с предварительной оптической накачкой подробно описан в главе 2.

Изначально электрическое поле прикладывалось при помощи двух плоских металлических пластин, установленных вне вакуумной кюветы. Однако, точность измерения штарковского сдвига уровней в такой конфигурации составила порядка 20%. Такая большая погрешность обусловлена влиянием окружающих металлических частей магнитооптической ловушки и возникновением поляризуемой пленки рубидия на стенках кюветы. В связи с этим, точное определение значения электрического поля в облаке атомов не представлялось возможным. Поэтому, в последней версии эксперимента использовалась другая конструкция для создания электрического поля.

В вакуумную кювету была помещена конструкция с двумя параллельными металлическими сетками, представляющими из себя, по сути, плоский конденсатор (рис. 31).

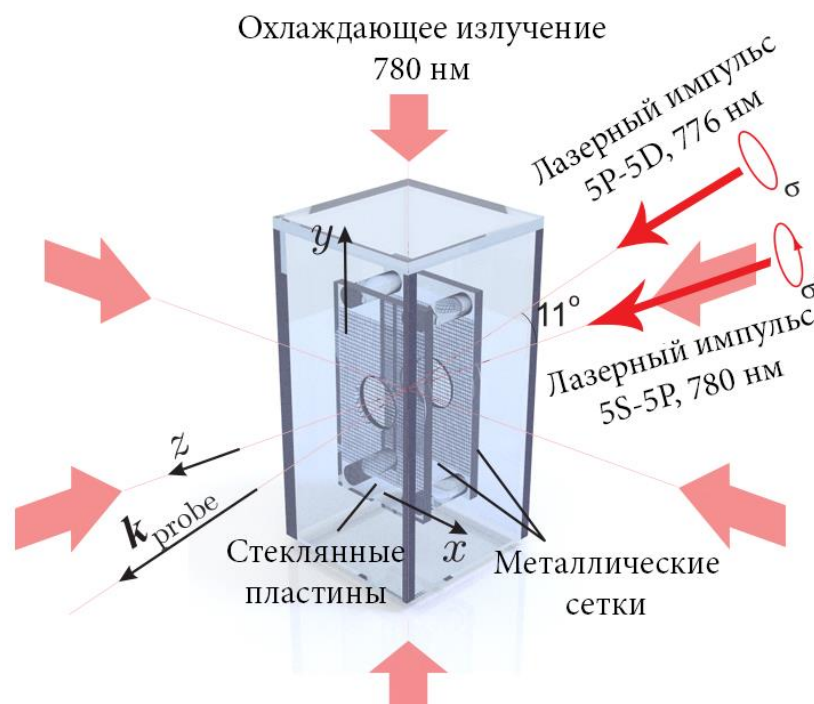


Рисунок 31. Вакуумная кювета с плоским конденсатором внутри и направления лазерных пучков, используемых при измерении поляризуемости 5D уровней рубидия.

Сетки, используемые в эксперименте, сделаны из нержавеющей волокон диаметром 25 мкм с прозрачностью 80%. Для изготовления одной пластины конденсатора сетки натягивались, после чего приклеивались к стеклянной подложке, имеющей отверстие в центре диаметром в 1 см. Отверстие было сделано для уменьшения отражения охлаждающих пучков.

В процессе изготовления данного конденсатора мы убедились, что клей не проникает сквозь сетку и, следовательно, не влияет на емкость конденсатора и распределение поля в нем. Стеклянные пластины склеивались в монолитную конструкцию при помощи стеклянных столбиков известной длины. Вследствие данных манипуляций был получен плоский конденсатор с пластинами 2 см на 3 см и расстоянием между ними в 1 см. Расстояние между пластинами было выбрано таким образом, чтобы пучок, обеспечивающий охлаждение атомов, беспрепятственно проходил между ними. Все стеклянные части были сделаны в Лаборатории оптических систем ФИАН и их размеры были известны с точностью

в несколько микрон. Для достижения точности в 0.5% при измерении поляризуемости необходимо знать величину электрического поля с точностью в 0.2%, что соответствует погрешности измерения расстояния между пластинами в 20 микрон.

Параллельность пластин проверялась в воздухе при помощи микрометра. Угол наклона пластин по отношению друг к другу оказался равен $15'$. Этот угол был также учтен при расчете величины поля. Расстояние между сетками было измерено в вакууме при помощи линзы ($F/D \sim 1$), проецирующей изображение сетки на матрицу ПЗС камеры. Линза и камера были установлены на закрепленный 3-х координатный трансляционный столик вне вакуумной кюветы. Оси трансляционного столика были ориентированы под углом не более 1° . Изменяя положение столика была снята серия изображений сеток. Точное положение сеток было получено при дальнейшей обработке полученных изображений по максимуму резкости изображения.

Для обработки изображений использовался программный пакет Wolfram Mathematica. Примеры получаемых изображений и процесс их обработки показан на рисунке 32. Изображения сеток с разрешением 1392×1032 получались при помощи камеры SDU фирмы СпецТелеТехника [34] с шагом 100 мкм по координате (рис. 32а). Далее каждое изображение разбивалось на квадратные фрагменты со стороной в 100 точек (рис. 32б). После применения к изображению градиентного фильтра получалась карта «резкости» изображения сетки (рис. 32в). Каждому кадру приписывалось значение резкости, соответствующее максимальной яркости точек градиентного изображения с отбрасыванием 5% самых ярких значений. Полученные значения резкости откладывались на графике от координаты микрометрического столика и аппроксимировались теоретической зависимостью (рис. 32г). Таким образом, были получены координаты поверхности сеток внутри вакуумной кюветы с точностью 20 мкм. На полученном профиле также наблюдался небольшой наклон сеток относительно друг друга.

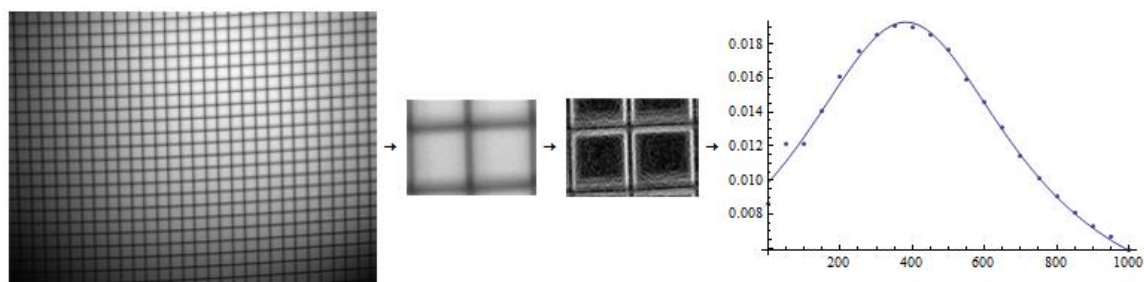


Рисунок 32. Получаемые изображения сеток и их дальнейшая обработка. (а) – получаемое изображение сетки, (б) – один из его фрагментов, выделяемых для обработки, (3) – тот же фрагмент после применения градиентного фильтра, (4) – итоговая кривая «резкости» изображения от положения камеры.

Для приложения напряжения, к сеткам были подведены два тонких медных провода, проходящих через отверстия в основании кюветы, залитые впоследствии вакуумным клеем Torr Seal. Прикладываемое напряжение составляло от 0 до 2.5 кВ, что при расстоянии между сетками в 1 см соответствовало напряженности электрического поля, воздействующего на облако атомов, в 0-2.5 кВ/см. Источником прикладываемого напряжения служил калиброванный источник высокого напряжения PS300HV фирмы Stanford Research Systems [76]. Погрешность напряжения, выдаваемого источником, не превышала 2 В во всем рабочем диапазоне прибора.

Для определения точного значения и степени однородности электрического поля в области облака холодных атомов, мы провели численное моделирование с учетом измеренного положения сеток, их кривизны и окружающего пространства, включая стеклянные пластины вне сеток и материал самой кюветы. Результаты численного моделирования представлены на рисунке 33. На рисунке 33а показано распределение поля по всей области кюветы. На рисунке 33б – увеличенный вариант только на размерах порядка размера облака холодных атомов. Видно, что однородность поля на размере облака (300 мкм) соблюдается в пределах 0.1%.

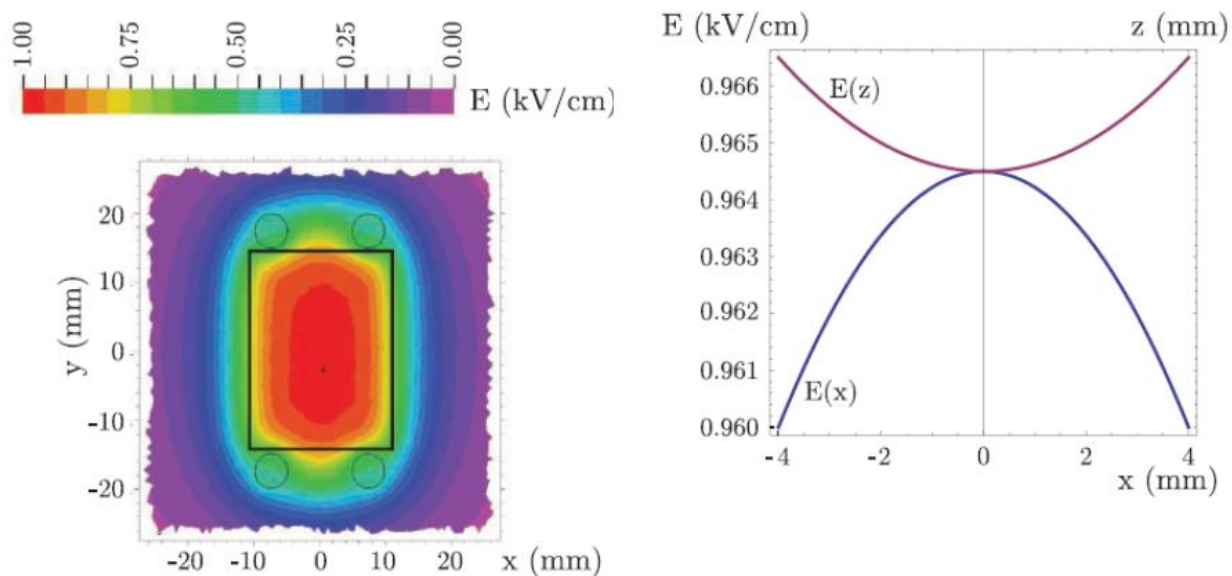


Рисунок 33. Распределение электрического поля между металлическими сетками при приложенном напряжении в 1 кВ. (а) Распределение поля в плоскости, перпендикулярной вектору электрического поля, в центре магнитооптической ловушки (б) Распределение поля на размерах, в несколько раз превышающих размер облака рубидия.

Для определения величины сдвига во внешнем поле, спектральные линии снимались при различных значениях электрического поля – от 0 до 2.5 кВ/см. Для того, чтобы избежать возможных внешних воздействий и дрейфов, измерения проводились сначала при нулевом напряжении, далее при некотором значении V , после чего снова при нуле и, наконец, при инвертированном значении напряжения ($-V$). Такая последовательность измерений повторялась для 10-15 различных значений напряжений. Для самых больших значений напряжений выбирался наименьший шаг по напряжению, поскольку из-за квадратичной зависимости от величины поля, эти значения обладали наименьшей относительной погрешностью.

3.4. Методика определения поляризуемостей

В результате измерений были получены спектры, примеры которых показаны на рисунках 34 и 35. Заселение $5D$ уровня производилось при помощи лазерного пучка, поляризованного по кругу, но направленного под небольшим углом (10^0) к вектору напряженности электрического поля. Это значит, что наряду с σ^+ или σ^- поляризацией на атомы воздействовала также небольшая часть линейной поляризацией, вызывавшей заселение магнитного подуровня с проекцией момента $m = 3$. По спектрам для $5D_{3/2}$ уровня, возбуждаемого излучением с σ^+ поляризацией отчетливо видно наличие только одной спектральной линии, соответствующей переходу на $5D_{3/2}(F = 3, m = 3)$ подуровень, в отличие от аналогичного спектра с излучением σ^- поляризацией, где заселялся также подуровень с $F = 2$. Данные наблюдения позволяют утверждать, что эффективность оптической накачки достаточно велика, поскольку в противном случае атомы, находящиеся на отличном от $m = 3$ магнитном подуровне давали бы вклад в спектр и в них наблюдался бы дополнительный пик. Исходя из уровня шумов можно сказать, что эффективность оптической накачки атомов на $5P_{3/2}(m = 3)$ подуровень была не хуже 98%. Аналогичным образом, форма спектров для $5D_{5/2}$ уровня с σ^+ излучением указывает на наличие линейной компоненты в лазерном излучении. Относительная величина пиков в спектре согласуется с расчетами для эффективности возбуждения уровней при используемых интенсивностях лазерных пучков и степени поляризации.

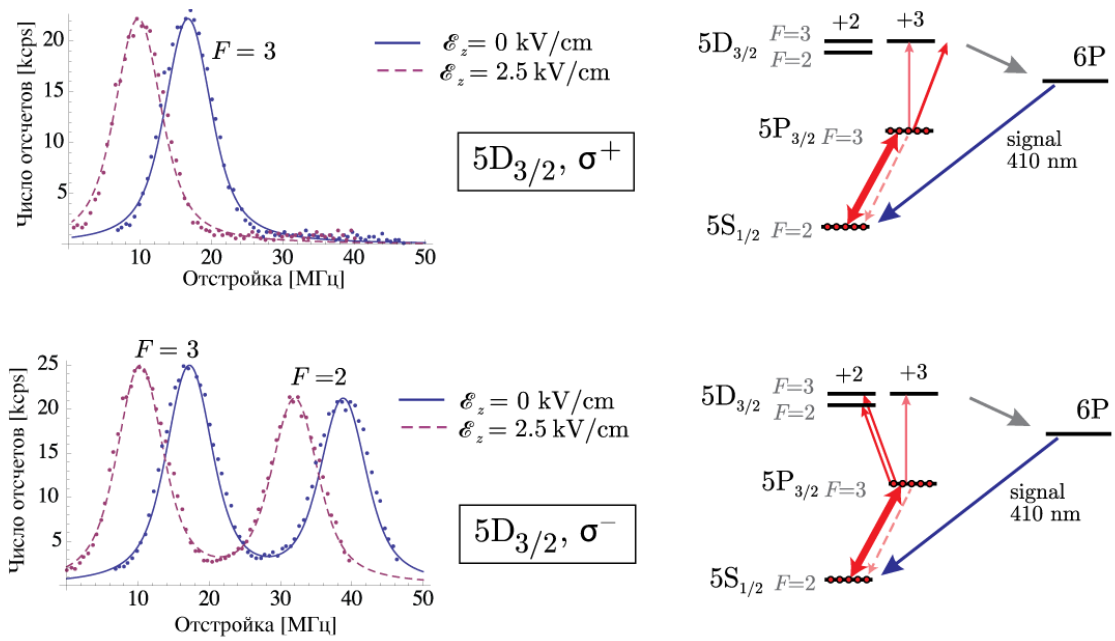


Рисунок 34. Спектры для $5D_{3/2}$ уровня для σ^+ и σ^- поляризаций возбуждающего излучения.

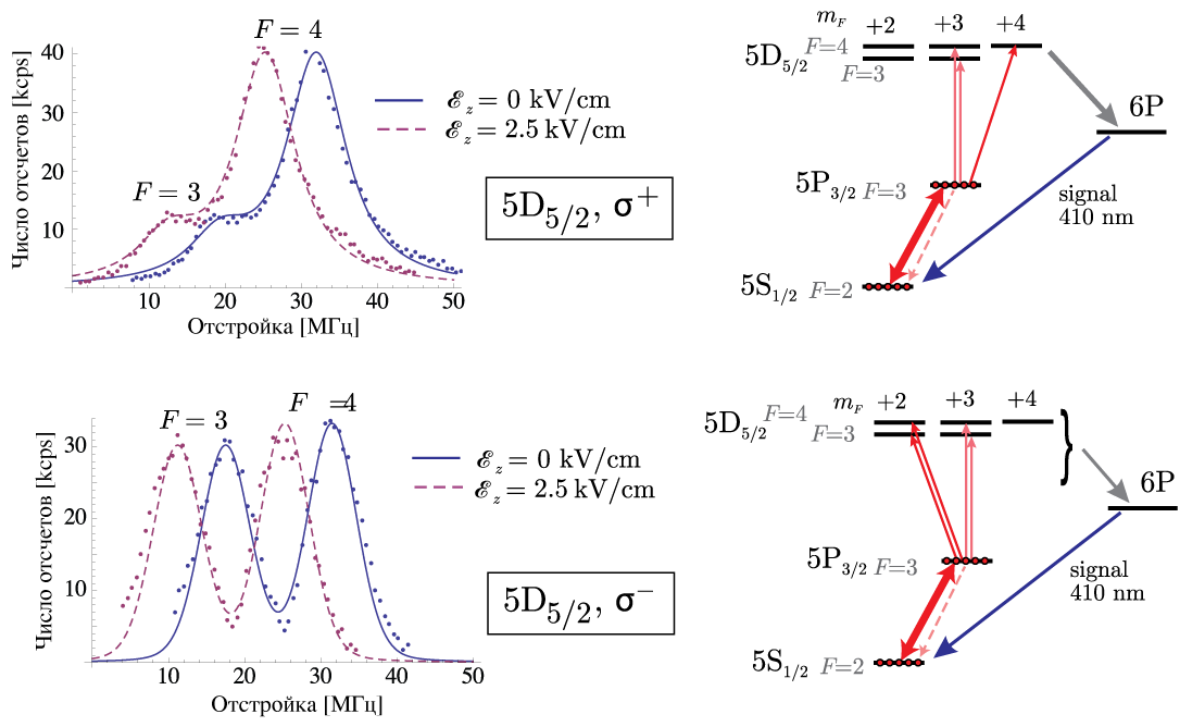


Рисунок 35. Спектры для $5D_{5/2}$ уровня для σ^+ и σ^- поляризаций возбуждающего излучения

В отсутствии внешнего электрического поля все магнитные компоненты уровня сверхтонкой структуры вырождены по энергии. Однако, согласно выражениям

(1,2), в электрическом поле они смещаются на немного отличающуюся величину (рисунок 36). Ширина самого уровня определяется временем жизни $5D$ уровня и составляет 3 МГц. При этом, используя лазерные импульсы с длительностью в 100 нс, ширина регистрируемых спектральных линий определяется сверткой естественной ширины линий и спектра лазерного излучения. В результате, характерная ширина спектров оказывается порядка 10 МГц. В связи с этим, наблюдение отдельных магнитных компонент не представляется возможным.

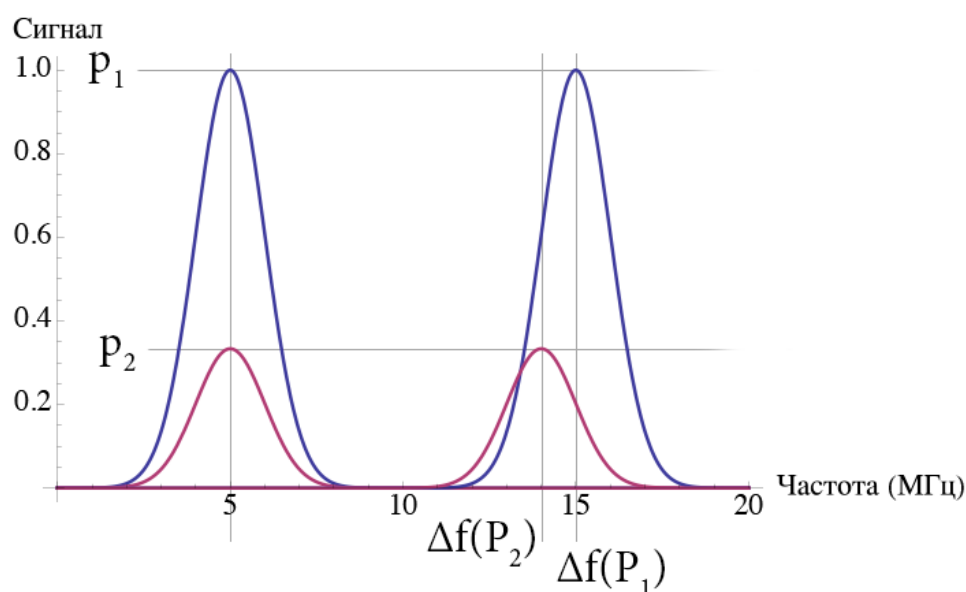


Рисунок 36. Сдвиг двух магнитных компонент уровня во внешнем электрическом поле.

Таким образом, получив значение сдвига спектра для определенного уровня, необходимо учитывать вклад всех магнитных подуровней, возбуждаемых в данном процессе. Поскольку величина тензорной поляризуемости на порядок меньше, чем для скалярной, то форма и ширина линий меняется мало, а величина сдвига определяется взвешенной суммой:

$$\delta f = \sum_m \delta f_m p_m$$

Где δf – частота смещения «усредненной» спектральной линии, δf_m – сдвиг магнитной компоненты с квантовым числом m , p_m – относительная вероятность

нахождения атома на соответствующем магнитном подуровне. Указанная относительная вероятность может быть рассчитана в соответствии с выражением:

$$p_m = \rho_{ee}(I_m) \cdot \left(\frac{F_e}{m} \frac{1}{q} \frac{F_g}{-m_g} \right)^2 / \sum_{m'} p_{m'}$$

где $\rho_{ee}(I)$ – населенность верхнего уровня при облучении атома светом с интенсивностью I , I_m – интенсивность лазерного излучения подходящей для данного перехода поляризации. Знаменатель дроби служит нормировочным коэффициентом для получения именно относительной вероятности.

3.5. Коэффициенты Штарка и поляризуемости уровней

Аппроксимируя форму спектральных линий сверткой естественного лоренцевского контура и спектра лазерного импульса были получены сдвиги для каждого из вариантов возбуждения атомов. Спектр лазерного импульса рассчитывался исходя из формы импульса, регистрируемого при помощи фотодиода. Полученные данные аппроксимировались квадратичной зависимостью, откуда получался коэффициент пропорциональности для каждого из случаев. Пример квадратичной зависимости, полученной для спектральных линий $5D_{5/2}(F = 4)$ уровня при возбуждении σ^+ и σ^- поляризованным излучением показан на рисунке 37. Видно, что отличие между поляризациями совсем не велико, однако методика измерений позволила различить эти случаи. Это связано с тем, что шум в гораздо большей степени влияет на амплитуду пика, чем на его положение.

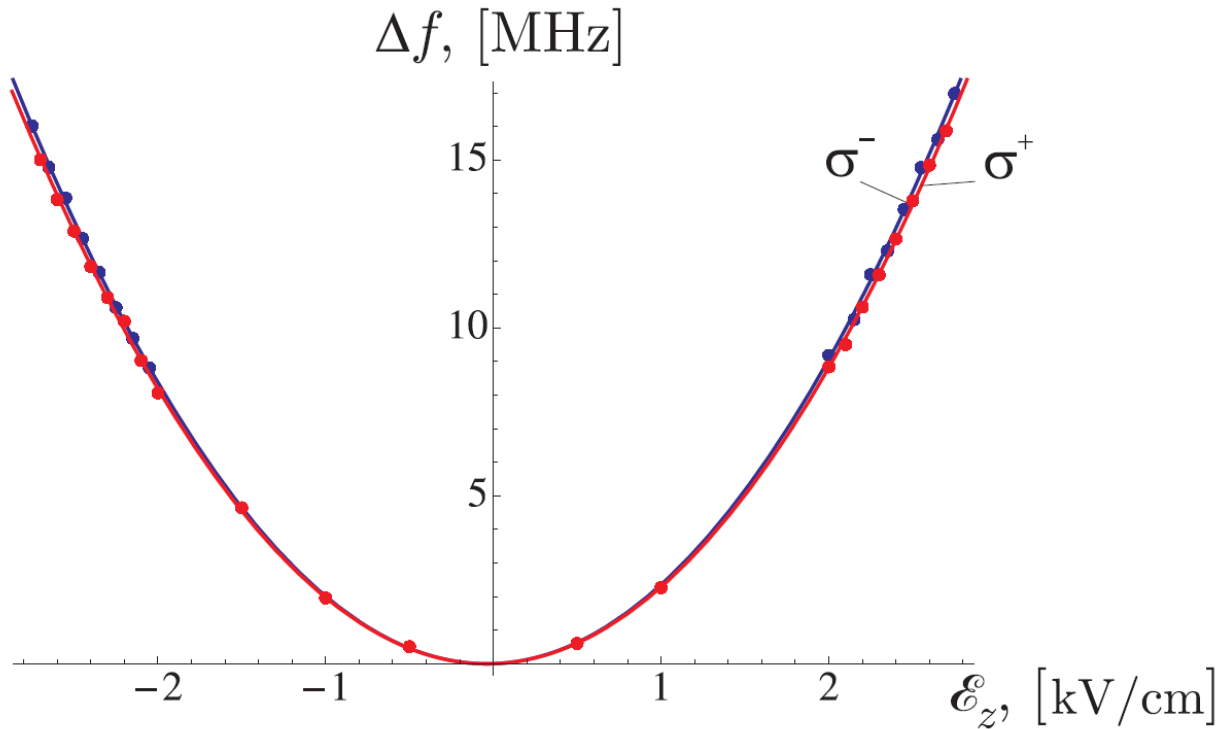


Рисунок 37. Квадратичная зависимость сдвига спектральных линий от величины электрического поля. Красным показан сдвиг в случае возбуждения σ^+ поляризацией, синим – в случае σ^- поляризации.

В результате измерений были получены следующие коэффициенты пропорциональности для сдвигов уровней с различно поляризованным возбуждающим излучением:

$$p(5D_{5/2}(F = 4), \sigma^+) = 2.014(8) \text{ МГц}/(\text{кВ}/\text{см})^2$$

$$p(5D_{5/2}(F = 3), \sigma^+) = 2.087(8) \text{ МГц}/(\text{кВ}/\text{см})^2$$

$$p(5D_{3/2}(F = 3), \sigma^+) = 2.066(8) \text{ МГц}/(\text{кВ}/\text{см})^2$$

$$p(5D_{3/2}(F = 2), \sigma^-) = 2.158(9) \text{ МГц}/(\text{кВ}/\text{см})^2$$

Из этих значений были получены величины для скалярной и тензорной поляризуемостей $5D_{5/2}$ и $5D_{3/2}$ уровней рубидия. Полученные значения и погрешность измерений указаны в таблице 2.

Поляризуемость	Значение (ат. ед.)	Погрешность (ат. ед.)
$\alpha_S(5D_{5/2})$	18 400	75
$\alpha_T(5D_{5/2})$	-750	30
$\alpha_S(5D_{3/2})$	18 600	79
$\alpha_T(5D_{3/2})$	-1440	60

Таблица 2. Полученные из экспериментальных данных значения поляризуемостей $5D$ уровней рубидия.

Погрешность измерений определялась многими факторами. Вклад различных факторов в значение погрешности указан в таблице 3.

Источник погрешности	Погрешность (%)
Статистическая погрешность	0.2
Определение величины электрического поля	0.3
Остаточное магнитное поле	0.1
Погрешность аппроксимации контура спектра	0.03
Оптическая накачка	0.07
Степень поляризации возбуждающего излучения	0.1
Переменный эффект Штарка	0.1
Итого	0.41

Таблица 3. Вклады различных факторов в итоговую погрешность определения поляризуемости.

Отдельно следует упомянуть метод расчета погрешностей для поляризуемостей при расчетах из погрешности определения величины сдвига спектральной линии. Как описывалось в разделе 3.2, величина сдвига уровня определяется как скалярной, так и тензорной поляризуемостью:

$$\Delta E = -\frac{1}{2}(\alpha_S + \alpha_T P)$$

Тогда, измерив сдвиг линии ΔE_i с некоторой погрешностью σ_i получаем систему линейных уравнений:

$$\Delta E_i \pm \sigma_i = -\frac{1}{2}(\alpha_S + \alpha_T P_i)$$

Здесь i – конкретная реализация эксперимента с определенной поляризацией света и набором квантовых чисел F, m для возбуждаемого уровня. Эта система уравнений может быть представлена графически в осях α_S, α_T в виде набора пересекающихся прямых линий, положение которых определено с некоторой погрешностью (рисунок 38).

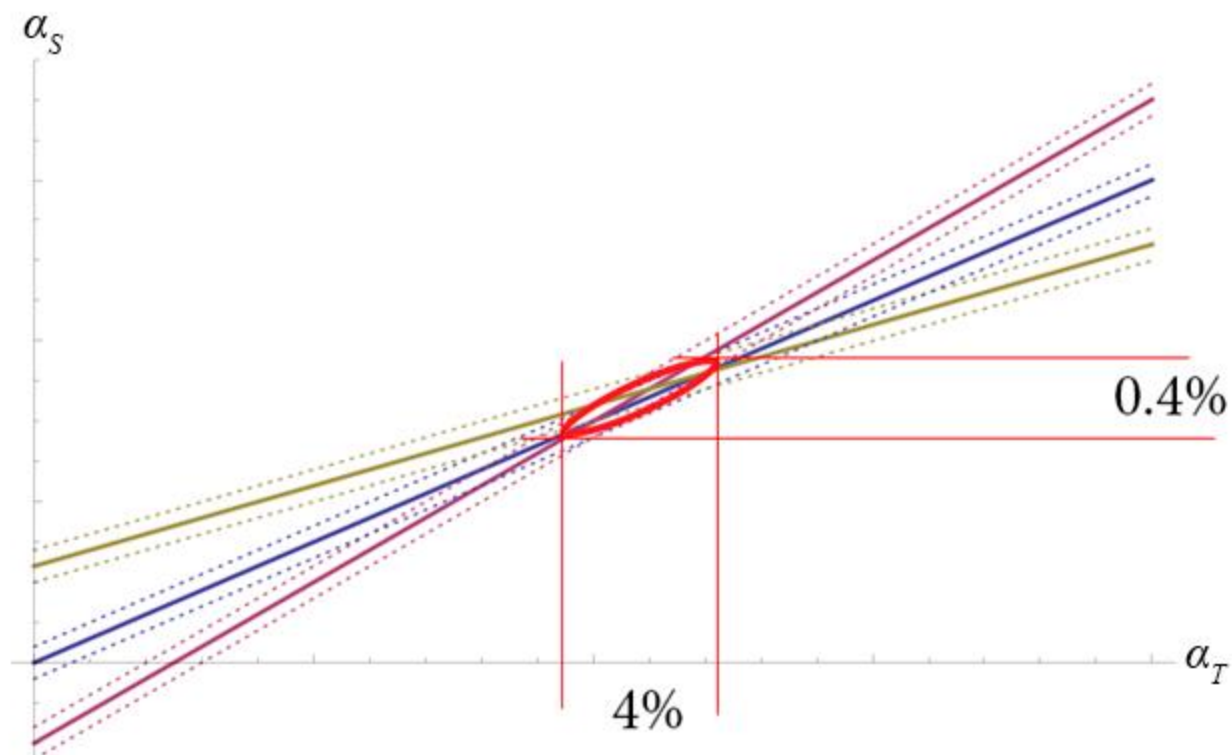


Рисунок 38. Графическое представление способа определения поляризуемостей уровней рубидия по сдвигам спектральных линий. Каждая из прямых соответствует одному уравнению из системы для поляризуемостей. Пунктиром обозначена погрешность определения положения данной прямой.

Погрешность для поляризуемости определяется взаимным наклоном прямых. В данном случае, поскольку тензорная поляризуемость вносит вклад на порядок меньший, чем скалярная, то её погрешность пропорционально возрастает. В

результате были получены погрешности в 0.4% для скалярной и 4% для тензорной поляризуемостей.

3.6. Основные результаты главы 3

В результате работы, описанной в главе 3, мы впервые измерили скалярную и тензорную поляризуемости $5D_{5/2}$ и $5D_{3/2}$ уровней рубидия с точностью, сравнимой с точностью определения поляризуемостей для основных и ридберговских состояний. Полученные значения составили 18 400 и -750 атомных единиц для скалярной и тензорной поляризуемости $5D_{5/2}$ уровня. Для $5D_{3/2}$ уровня соответствующие поляризуемости составили 18 600 и -1440 атомных единиц. Точность измерения скалярных поляризуемостей составила 0.4%, а тензорных – 4%. Результаты работы опубликованы в журнале Phys. Rev. A [23].

Заключение

Основные результаты, полученные в настоящей диссертации, следующие:

1. Измерены характеристики облака холодных атомов, получаемых в магнитооптической ловушке – температура, количество, пространственное распределение и плотность атомов. Температура атомов измерялась двумя методами: методом перезахвата и через наблюдение разлета облака атомов при помощи ПЗС камеры. Получено, что температура атомов в облаке в условиях эксперимента составляла 300 мК. Также исследованы зависимости характеристик облака от тока диспенсеров и отстройки охлаждающего излучения. Размер облака менялся от 100 мкм до 0.5 мм в зависимости от тока диспенсеров. Максимальная концентрация атомов в облаке достигалась при отстройке охлаждающего излучения равной 9.7 МГц и составляла 10^{11} см^{-3} при общем количестве атомов 10^6 .
2. Проведены теоретические расчеты эффективности возбуждения атомов на $5D$ уровень при различных параметрах лазерных импульсов – интенсивностях, отстройках и длительностях, а также при различном значении временной задержки между ними.
3. Исследована зависимость эффективности возбуждения холодных атомов рубидия на $5D$ уровень в схеме $5S \rightarrow 5P \rightarrow 5D$ от параметров возбуждающего излучения (мощность, отстройка и длительность) и задержки между возбуждающими импульсами. Показано, что эффективность заселения $5D$ уровня при помощи вынужденного комбинационного адиабатического заселения выше, чем при каскадном возбуждении. Достигнута 40% эффективность возбуждения атомов на $5D_{5/2}$ уровень в среднем по ансамблю и 80% локальная эффективность при фокусировке лазерного излучения на часть облака. Получено, что

наибольшая средняя эффективность заселения достигается при длительностях импульсов в 100 нс, нулевой отстройке, задержке между импульсами равной половине длительности и при мощностях излучения, обеспечивающих равные частоты Раби. Результаты численных расчетов показали хорошую согласованность с экспериментальными данными.

4. Реализовано контролируемое заселение конкретных магнитных подуровней $5D$ уровней при помощи предварительной оптической накачки атомов в состояние $5P_{3/2}(m = 3)$.
5. Исследовано влияние произвольно направленного магнитного поля на процесс оптической накачки заданного магнитного подуровня и численно промоделирована его эволюция во времени в зависимости от величины магнитного поля, интенсивности излучения накачки и начального состояния атома. Получено, что при магнитных полях меньше 1 Гс и параметре насыщения $S_0 > 1$ эффективность оптической накачки сохраняется на высоком уровне и превышает 90%. Результаты численных расчетов согласуются с полученными экспериментальными данными.
6. Модернизирована вакуумная часть магнитооптической ловушки для того, чтобы величина прикладываемого электрического поля была гарантированно известна. Для этого в кювете были установлены две металлические сетки с прозрачностью 80%, формирующие плоский конденсатор. Расстояние между сетками было измерено с точностью 20 мкм при расстоянии между ними в 9.893 мм. Распределение электрического поля было численно промоделировано и показало, что на размерах облака атомов значение напряженности меняется не более чем на 0.1%.
7. Измерены постоянные Штарка для сдвигов различных магнитных подуровней $5D_{5/2}$ и $5D_{3/2}$ уровней атома рубидия в постоянном внешнем электрическом поле. Постоянные Штарка составили $2.014(8)$ МГц/(кВ/см)²

и $2.087(8) \text{ МГц}/(\text{кВ}/\text{см})^2$ при возбуждении $5D_{5/2}$ уровня при помощи излучения с σ^+ и σ^- поляризацией соответственно. Для $5D_{3/2}$ уровня – $2.066(8) \text{ МГц}/(\text{кВ}/\text{см})^2$ и $2.158(9) \text{ МГц}/(\text{кВ}/\text{см})^2$ для σ^+ и σ^- поляризаций соответственно.

8. Из полученных постоянных Штарка были рассчитаны скалярная и тензорная поляризуемости $5D$ уровней. Получены следующие значения для поляризуемостей: 18 400 и -750 атомных единиц для скалярной и тензорной поляризуемости $5D_{5/2}$ уровня. Для $5D_{3/2}$ уровня соответствующие поляризуемости составили 18 600 и -1440 атомных единиц. Точность определения поляризуемостей составила 0.4% для скалярной и 4% для тензорной.

Благодарности

Выражаю глубокую благодарность моему научному руководителю д.ф.-м.н. Сорокину Вадиму Николаевичу за рекомендации и наставления, благодаря которым удалось провести эту работу, а также к.ф.-м.н. Акимову Алексею Владимировичу и член-корр. РАН Колачевскому Николаю Николаевичу и к.ф.-м.н. Сукачеву Денису Дмитриевичу за ценные советы и участие в обсуждении.

Хочу также поблагодарить аспиранта МФТИ Головизина Артема и студентов Трегубова Дмитрия (МФТИ) и Пятченкова Сергея (МИФИ) за помощь в проведении экспериментов.

Список литературы

- [1] S. C. K. Gibble, «Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions,» *Physical review letters*, т. 70, № 12, 1993.
- [2] W. G. e. al., «Optical clock with ultracold neutral atoms,» *Physical review letters*, т. 89, № 23, 2002.
- [3] C. J. I. e. al., «Quantum computations with cold trapped ions,» *Physical review letters*, т. 74, № 20, 1995.
- [4] C. T. e. al., «Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories,» *Nature*, т. 438, № 7069, 2005.
- [5] L. M. e. al., «Ultracold atomic gases in optical lattices: mimicking condensed matter physics and beyond,» *Advances in Physics*, т. 56, № 2, 2007.
- [6] L.-C. H. a. C. C. Colin V. Parker, «Direct observation of effective ferromagnetic,» *Nature Physics*, 2013.
- [7] H. W. e. al., «High-temperature superfluidity of fermionic atoms in optical lattices,» *Physical review letters*, т. 89, № 22, 2002.
- [8] «T.J. Quinn, Practical realisation of the definition of the metre, including recommended radiations of other optical frequency standards (2001). *Metrologia*, 40:103133,».
- [9] U. E. e. al., «Observation of Rydberg blockade between two atoms,» *Nature Physics*, т. 5, № 2, 2009.

- [10] «A.A. Kamenski, V.D. Ovsianikov, J. Phys. B. At. Mol. Opt. Phys. 39, 2247 (2006).».
- [11] «D.A. Kondrat'ev, I.L. Beigman, L.A. Vainshtein, Bulletin of the Lebedev Physics Institute 35, 12, 355 (2008).».
- [12] C. J. Doppler, « Über das farbige Licht der Doppelsterne und einiger anderer Gestirne des Himmels (About the coloured light of the binary stars and some other stars of the heavens),» *Abhandlungen der Königl. Böhm. Gesellschaft der Wissenschaften*, pp. 465-482, 1842.
- [13] W. D. Phillips and H. Metcalf, "Laser Deceleration of an Atomic Beam," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, no. 48, pp. 596-599, March 1982.
- [14] H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, 1999.
- [15] M. Notcutt, L.-S. Ma, A. D. Ludlow, S. M. Foreman, J. Ye and J. L. Hall, "Contribution of thermal noise to frequency stability of rigid optical cavity via Hertz-linewidth lasers," *Phys. Rev. A*, no. 73, 031804, 2006.
- [16] W. Suptitz, B. C. Duncan and P. L. Gould, "Efficient 5D excitation of trapped Rb atoms using pulses of diode-laser light in the counterintuitive order," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 5, pp. 1001-1008, 1997.
- [17] S. A. Snigirev, A. A. Golovizin, G. A. Vishnyakova, A. V. Akimov, V. N. Sorokin and N. N. Kolachevskiy, "Coherent excitation of the 5D_{5/2} level of ultra-cold rubidium atoms with short laser pulses," *Quantum Electronics*, vol. 42, no. 8, 2012.
- [18] L. G. M. M. O. G. I. S. R. V. a. S. C. Z. V. S. Bagnato, «Spatial distribution of atoms in a magneto-optical trap,» *Phys. Rev. A*, т. 48, № 3771, 1993.

- [19] M. M. Boyd, A. D. Ludlow, S. Blatt, S. M. Foreman, T. Ido, T. Zelevinsky and J. Ye, "Sr87 Lattice Clock with Inaccuracy below 10^{-15} ," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, no. 8, February 2007.
- [20] R. A. C. a. D. J. H. J. D. Miller, «Photoassociation spectrum of ultracold rb atoms,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 71, № 14, pp. 2204-2207, 1993.
- [21] А. В. Акимов, Е. О. Терещенко, С. А. Снигирев, А. Ю. Самокотин, А. В. Соколов, Н. Н. Колачевский и В. Н. Сорокин, «Резонансное взаимодействие фемтосекундного излучения с облаком холодных атомов 87-Rb,» *ЖЭТФ*, т. 136, № 3, 2009.
- [22] А. В. Акимов, Е. О. Терещенко, С. А. Снигирев, А. Ю. Самокотин, А. В. Соколов и В. Н. Сорокин, «Исследование расщепления Раби переходов $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2,3/2}$ атома 87-Rb при каскадном возбуждении в магнито-оптической ловушке,» *Квантовая Электроника*, т. 40, 2010.
- [23] S. Snigirev, A. Golovizin, D. Tregubov, S. Pyatchenkov, D. Sukachev, A. Akimov, V. Sorokin and N. Kolachevskiy, "Measurement of the 5D-level polarizability in laser-cooled Rb atoms," *Phys. Rev. A*, vol. 89, 2014.
- [24] D. Sukachev, A. Sokolov, K. Chebakov, A. Akimov, S. Kanorsky, N. Kolachevskiy and V. Sorokin, "Magneto-optical trap for thulium atoms," *Phys. Rev. A*, vol. 82, no. 1, 2010.
- [25] «DL7140-201S - 785 nm, 70 mW, Ø5.6 mm, C Pin Code, Sanyo Laser Diode,» Sanyo, [В Интернетe]. Available: <http://www.thorlabs.de/thorproduct.cfm?partnumber=DL7140-201S>.
- [26] «DTC 110 - Temperature Control Module,» Toptica, [В Интернетe]. Available:

http://www.toptica.com/products/research_grade_diode_lasers/analog_control_electronics/dcc_110_temperature_control_module.html.

- [27] «DCC 110 - Current Control Module,» Toptica, [В Интернете]. Available: http://www.toptica.com/products/research_grade_diode_lasers/analog_control_electronics/dcc_110_lowest_noise_current_control_module.html.
- [28] «GH0781JA2C - 784 nm, 120 mW, Sharp Laser Diode,» [В Интернете]. Available: <http://www.thorlabs.de/thorproduct.cfm?partnumber=GH0781JA2C>.
- [29] В. С. Летохов и В. П. Чеботаев, Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения, Москва: Наука, 1990.
- [30] «DS335 — 3 MHz function generator,» Stanford Research Systems, [В Интернете]. Available: <http://www.thinksrs.com/products/DS335.htm>.
- [31] «Ion pumps,» Vinci Technologies, [В Интернете]. Available: <http://www.vinci-technologies.com/images/contenu/documents/6%20-%20UHV%20ION%20PUMPS%202013.pdf>.
- [32] «Alkali Metals Dispensers,» Saes Getters, [В Интернете]. Available: <http://www.saesgetters.com/products/alkali-metals-dispensers>.
- [33] Y. S. Domnin, G. A. Elkin, A. V. Novoselov, L. N. Kopylov, V. N. Baryshev and V. G. Pal'chikov, "VNIIFTRI cesium fountain," *Canadian J. Phys.*, vol. 80, 2002.
- [34] «Цифровые камеры SDU,» СпецТелеТехника, [В Интернете]. Available: <http://www.sptt.ru/sptt/catalog.php?l=&sc=&part=3>.

- [35] «Optical Power Meter Kits,» Thorlabs, [В Интернетe]. Available: http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=4216&pn=PM120D.
- [36] P. Molmud, "Expansion of a rarefield gas cloud into a vacuum," *Physics of Fluids*, vol. 3, no. 362, 1960.
- [37] «SR400 — Gated photon counter (2 ch.),» Stanford Research Systems, [В Интернетe]. Available: <http://www.thinksrs.com/products/SR400.htm>.
- [38] S. S. Kis Z., «Optimal control approach for a degenerate STIRAP,» *Journal of modern optics*, т. 49, 2002.
- [39] R. P. S. S. B. K. Gaubatz U., «Population transfer between molecular levels by stimulated Raman scattering with partially overlapping laser fields. A new concept and experimental results,» *J. Chem. Phys.*, т. 92, № 5363, 1990.
- [40] V. C. Y. R.-L. Y. J. Pillet P., «Transfer by adiabatic following in a multilevel system,» *Phys. Rev. A*, т. 48, № 845, 1993.
- [41] P. M. Lawall J., «Demonstration of a novel atomic beam splitter,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 72, № 993, 1994.
- [42] G. C. S. R. R. S. W. C. P. W. M. P. Z. P. Goldner L.S., «Momentum transfer in laser-cooled cesium by adiabatic passage in a light field,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 72, № 997, 1994.
- [43] Y. B. C. S. Weitz M., «Atomic interferometer based on adiabatic population transfer,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 73, № 2563, 1994.
- [44] S. Y. M. H. Lu X., «Rydberg atom spectroscopy enabled by blackbody radiation ionization,» *Phys. Rev. A*, т. 84, № 033402, 2011.

- [45] R. F. Kis Z., «Qubit Rotation by STIRAP,» *Phys. Rev A*, т. 65, № 032318, 2002.
- [46] S. J. T. J. D. M. Moller D., «Efficient qubit detection using alkaline-earth-metal ions and a double stimulated Raman adiabatic process,» *Phys. Rev A*, т. 76, № 062321, 2007.
- [47] D. B. G. P. Suptitz W., «Efficient 5D excitation of trapped Rb atoms using pulses of diode-laser light in the counterintuitive order,» *Opt. Soc. Am. B*, т. 14, № 5, 1997.
- [48] v. L. v. d. H. H. N. L. Broers B., «Efncient Population Transfer in a Three-Level Ladder System by Frequency-Swept Ultrashort Laser Pulses,» *Phys. Rev. Letters*, т. 69, 1992.
- [49] D. A. Steck, «Rubidium 87 D Line Data,» [В Интернетe]. Available: <http://steck.us/alkalidata>.
- [50] «AO - Modulator and Frequency Shifter,» EQ Photonics, [В Интернетe]. Available: <http://www.eqphotonics.de/cms/english/products/54,ao---modulator-and-frequency-shifter.html?idapp=5&idprdgrp=19>.
- [51] «RF Switches,» Mini-Circuits, [В Интернетe]. Available: <http://minicircuits.com/products/Switches.shtml>.
- [52] «DG645 — ultra-low jitter delay generator,» Stanford Research Systems, [В Интернетe]. Available: <http://www.thinksrs.com/products/DG645.htm>.
- [53] «Осциллограф смешанных сигналов MSO/DPO4000B,» Tektronix, [В Интернетe]. Available: <http://ru.tek.com/oscillografy-smeshannyh-signalov-i-kombinirovannye-oscillografy/mso4000-dpo4000>.

- [54] «Si PIN photodiode,» Hamamatsu, [В Интернете]. Available: <http://www.hamamatsu.com/us/en/product/application/1508/4381/S5973/index.html>.
- [55] «Photomultiplier tube R1925A,» Hamamatsu, [В Интернете]. Available: <http://www.hamamatsu.com/eu/en/product/category/3100/3001/R1925A/index.html>.
- [56] Е. Л. Л.Д. Ландау, Квантовая механика (нерелятивистская теория), Москва: Физматлит, 2004.
- [57] M. S. a. C. W. C. J. Mitroy, «TOPICAL REVIEW: Theory and applications of atomic and ionic polarizabilities,» *J. Phys. B*, т. 43, № 202001, 2010.
- [58] «H. Katori, M. Takamoto, VG Pal'chikov, VD Ovsiannikov, Phys. Rev. Lett. 91, 173005 (2003).».
- [59] «K. Beloy, U.I. Safronova, A. Derevianko, Phys. Rev. Lett.97, 040801 (2006)».
- [60] «Thomas Middelmann, Stephan Falke, Christian Lisdat, and Uwe Sterr, Phys. Rev. Lett. 109, 263004 (2012).».
- [61] «J.A. Sherman, N.D. Lemke, N. Hinkley, M. Pizzocaro, R.W. Fox, A.D. Ludlow, and C.W. Oates, Phys. Rev. Lett. 108, 153002 (2012).».
- [62] «S. Ulzega, A. Hofer, P. Moroshkin, A. Weis, Eur. Phys. Lett. 76, 1074 (2006).».
- [63] «A. Miffre, M. Jacquy, M. B'uchner, G. Tr'enes, and J. Vigu'e, Phys. Rev. A 73, 011603(R) (2006).».
- [64] «Jason M. Amini and Harvey Gould, Phys. Rev. Lett. 91, 153001 (2003).».

- [65] «William F. Holmgren, Raisa Trubko, Ivan Hromada, and Alexander D. Cronin, *Phys. Rev. Lett.* 109, 243004 (2012).».
- [66] «A. Derevianko, W. R. Johnson, M. S. Safronova, and J. F. Babb, *Phys. Rev. Lett.* 82, 3589 (1999).».
- [67] «Axel Grabowski, Rolf Heidemann, Robert Löw, Jürgen Stuhler, and Tilman Pfau, *Fortschritte der physikprogress of physic*, 54 765-775 (2006).».
- [68] «M. S. Osullivan and B. P. Stoicheff, *Phys. Rev. A* 33 1640 (1986). 2003.».
- [69] «Jianming Zhao, Hao Zhang, Zhigang Feng, Xingbo Zhu, Linjie Zhang, Changyong Li, and Suotang Jia, *Journal of the Physical Society of Japan* 80 034303 (2011).».
- [70] «W. Hogervorst, and S. Svanberg, *Physica Scripta*. Vol. 12, 67, (1975).».
- [71] «D. Touahri, O. Acef, A. Clairon, J.-J. Zondy, R. Felder, L. Hilico, B. de Beauvoir, F. Biraben, and F. Nez, *Opt. Commun.* 133, pp. 471, (1997).».
- [72] «J. E. Bernard, A. A. Madej, K. J. Siemsen, L. Marmet, C. Latrasse, D. Touahri, M. Poulin, M. Allard, and M. T[^]etu, *Opt. Commun.* 173, 357, (2000).».
- [73] «N. L. Manakov, V. D. Ovsiannikov, *J. Phys. B - atomic molecular and optical physics* 10, 569 (1977).».
- [74] «L. A. Vainshtein, V. P. Shevelko, Program “Atom”, Preprint No. 43 of Lebedev Phys. Inst., Moscow, (1996).».
- [75] «C. Krenn, W. Scherf, O. Khait, M. Musso, and L. Windholz, *Zeitschrift fur Physik D* 41 , 229 (1997).».

- [76] «PS300 Series — High voltage DC power supplies,» Stanford Research Systems, [B Интернетe]. Available: <http://www.thinksrs.com/products/PS300.htm>.
- [77] G. S. Vasilev, A. Kuhn and N. V. Vitanov, "Optimum pulse shapes for stimulated Raman adiabatic passage," *Phys. Rev. A* 80, 013417, 2009.
- [78] S. B. Bergmann K., Coherent population transfer, *Molecular Dynamics and Spectroscopy by Stimulated Emission Pumping*, Singapore: World Scientific, 1995, pp. 315-373.