

Правительство Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

«Санкт-Петербургский государственный университет»

Кафедра общей физики I

Коршок Ирина Константиновна

Экспериментальное и теоретическое исследование спонтанного и
вынужденного сверхизлучения Дикке

Направление 010900 – «Прикладные математика и физика»

Бакалаврская работа

Научный руководитель:

д. ф.-м. н., доцент, профессор С. А. Пулькин

Рецензент:

д. ф.-м. н., в.н.с. НИУ ИТМО В. А. Полищук

Санкт-Петербург

2017

Оглавление

Введение	3
1 Обзор литературы и план исследования	4
1.1 Обзор литературы	4
1.2 План исследования	7
2 Экспериментальная установка и методика моделирования системы	9
2.1 Описание экспериментального оборудования	9
2.2 Моделирование исследуемой системы	12
3 Результаты и обсуждение	17
Выводы	26
Литература	27

Введение

Целью настоящей работы является теоретическая интерпретация экспериментальных результатов исследования явления сверхизлучения в парах атомов рубидия в сильном поле импульсного излучения фемтосекундного лазера.

Актуальность работы заключается в том, что явление сверхизлучения можно использовать в тех областях спектра, в которых невозможно или трудно создать лазеры - в УФ и рентгеновском диапазоне, там, где невозможно создать резонатор.

Новизна работы заключается в том, что на основе анализа экспериментальных результатов и теоретического моделирования сделан вывод о возможности получения источника когерентного излучения при действии коротких фемтосекундных импульсов за счет нелинейного интерференционного эффекта (НИЭФ), при котором связываются когерентности на смежных переходах: переход с излучения накачки и исследуемый переход сверхизлучения. Показано, что сверхизлучение наблюдается не за счет распада заселенности верхнего уровня, а за счет НИЭФ. Данный эффект может быть применен для создания источников когерентного излучения в УФ, рентгеновском и γ -диапазоне.

Обзор литературы и план исследования

1.1 Обзор литературы

Сверхизлучение – это явление кооперативного испускания фотонов ансамблем сфазированных атомов, в результате которого интенсивность излучения пропорциональна квадрату концентрации излучателей. Впервые это явление упомянул в своей работе Р.Г.Дикке в 1954 году [1]. Он теоретически предсказал возможность существования механизмов, приводящих к возникновению сверхизлучения.

В его работе среда представлялась в виде совокупности N диполей с соответствующими дипольными моментами d . Причем утверждалось, что линейные размеры диполей крайне малы, меньше длины волны излучения λ . Было показано, что в таком состоянии подобная система диполей будет вести себя как один большой единый диполь с дипольным моментом $R = Nd$, и что максимум интенсивности излучения такой среды будет достигать порядка N^2 [2]. Подобная пропорциональность указывает на довольно большую степень когерентности при излучении – это хорошо трактуется классическим эффектом N сфазированных излучателей: их поля конструктивно интерферируют, вследствие чего и возникает пропорциональность N^2 [3]. Данный эффект и называется сверхизлучением Дикке. Следует уточнить, что сверхизлучение происходит на временах, много меньших времени релаксации дипольного момента и времени спонтанного распада.

Впервые экспериментально сверхизлучение было получено только через несколько десятков лет из-за невозможности технической реализации [4].

Однако, стоит заметить, что термин «сверхизлучение» употребляется только в случае самопроизвольной фокусировки (самопроизвольного наведения корреляций) атомных диполей. Это, в свою очередь, означает, что каждый диполь в среде реагирует на поля, созданные другими диполями, откуда следует, что самофокусировка есть следствие реакции излучения [3]. Это важное уточнение, так как помимо сверхизлучения существует еще ряд явлений, интенсивность которых пропорциональна квадрату излучателей, однако в данном случае фазировка диполей обусловлена внешней накачкой. Примерами таких явлений могут служить оптическая нутация, фотонное эхо или затухание свободной оптической индукции.

Следует обобщить вышесказанное. Для экспериментальной возможности существования сверхизлучения необходимы следующие условия: кратковременность накачки и сохранение когерентности атомной подсистемы в течение процесса [5].

Изотопы рубидия из-за своих свойств, в том числе из-за своей сверхтонкой структуры, активно применяются не только для исследования сверхизлучения, но и для широкого области изучения свойств в квантовой и нелинейной оптике в течение последних десятилетий.

На сегодняшний день существует огромное множество работ, как теоретических, так и экспериментальных, по детектированию сверхизлучения и описанию его свойств.

Впервые сверхизлучение в естественной смеси рубидиевого пара было

обнаружено и описано в 1979 году. На переходах $6p^2P_{1/2}-6s^2S_{1/2}$ сверхизлучение было объяснено квантовыми биениями для переходов между сверхтонкой структуры, также импульсы сверхизлучения были зарегистрированы на переходе $6^2P - 4^2D$ [6].

В эксперименте по сверхизлучению без доплеровского уширения в паре рубидия большой плотности [7] были проведены исследования поляризационных характеристик, в частности было показано, что поляризация света при спонтанном излучении и сверхизлучении отличается по своим свойствам. Сверхизлучение рассматривалось на переходах $6p - 6s$, $5p - 5s$, $6p - 4d$, $4d - 5p$ в близкой ик-области (1,3 – 2,8 мкм).

Этот эксперимент положил начало нескольким последующим работам по изучению свойств поляризации сверхизлучения. Позднее были изучены стохастическое распределение поляризации сверхизлучения на переходе $6p^2P_{1/2}-6s^2S_{1/2}$ [8–10].

В работе [11] рассматривается экспериментальное и теоретическое описание сверхизлучение в атомах рубидия без выделенного направления на переходе $5D-6P$ в инфракрасной области.

Также совсем недавно были получены хорошие результаты по исследованию сверхизлучения в холодных атомах рубидия с уровня $5D_{5/2}$ через $6P_{3/2}$ (5.2 мкм) на $5S_{1/2}$ (420 нм) в облаках сферической и цилиндрической форм [12].

Чуть позднее в плотном паре ($10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$) рубидия было проведено считывание и описание сверхизлучательных процессов [13]. Длительность импульса составляла 100 фс с энергией 300 нДж и частотой 1 кГц. Атомы

возбуждались с помощью четырехволновой накачки, и наблюдался эффект, названный сверхфлуоресценцией (superfluorence) на переходе $6P_{3/2} - 5S_{1/2}$.

1.2 План исследования

В течение эксперимента в Научном Парке СПбГУ по исследованию спектра восприимчивости и атомной поляризации в паре естественной смеси изотопов рубидия на основе интерферометра Майкельсона были выявлены другие интересные нелинейные процессы, не связанные с методами интерферометрии. Одним из таких обнаруженных эффектов и оказался феномен сверхизлучения высокой интенсивности.

На рис. 1.1 продемонстрировано сверхизлучение в синей области спектра на длине волны 420 нм.

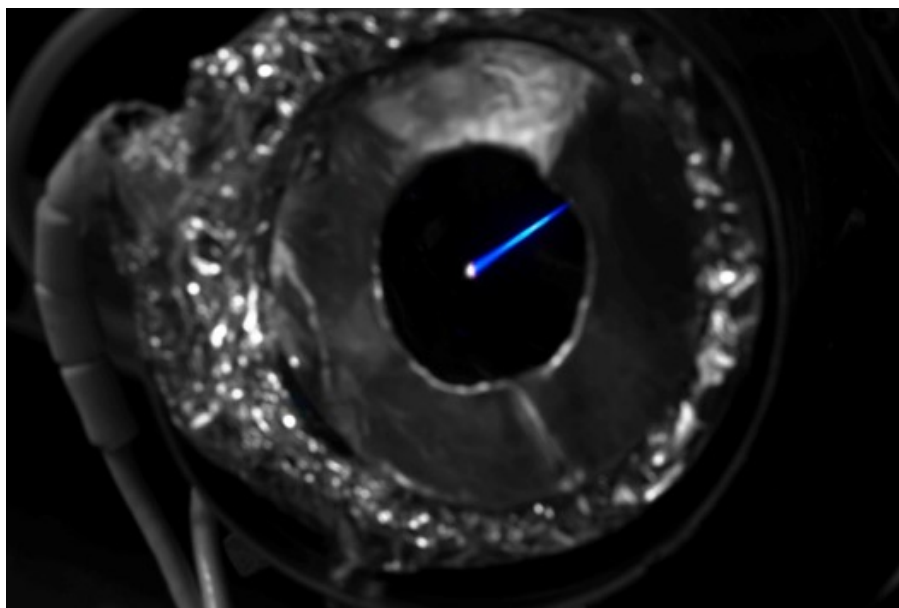


Рис. 1.1: Направленное излучение на 420 нм

Для изучения поведения и анализа свойств имеющейся системы необходимо было создать модель атома, включающего все рабочие уровни – четырехуровневого атома рубидия. Модель должна в хорошем приближении

соответствовать экспериментально полученным закономерностям и выдавать адекватные результаты.

Известно, что полное описание квантомеханической системы усредненного атома в смешанном состоянии дается матрицей плотности [14]. Информация о вероятности заселенностей энергетических уровней дается диагональными элементами, а сведения о дипольных моментах перехода атома и свойствах поля можно получить исходя из значений недиагональных элементов матрицы. Для модели использовались два приближения: дипольное и вращающейся волны вне приближения медленно меняющихся амплитуд. Второе упрощение связано с самим фактом сверхизлучения – процесса, реализация которого протекает на временах порядка 10^{-10} . Также пренебрегается столкновительными процессами внутри пара вследствие большой разреженности среды.

Экспериментальная установка и методика моделирования СИСТЕМЫ

2.1 Описание экспериментального оборудования

Экспериментальная установка находится в ресурсном центре СПбГУ «Оптические и лазерные методы вещества».

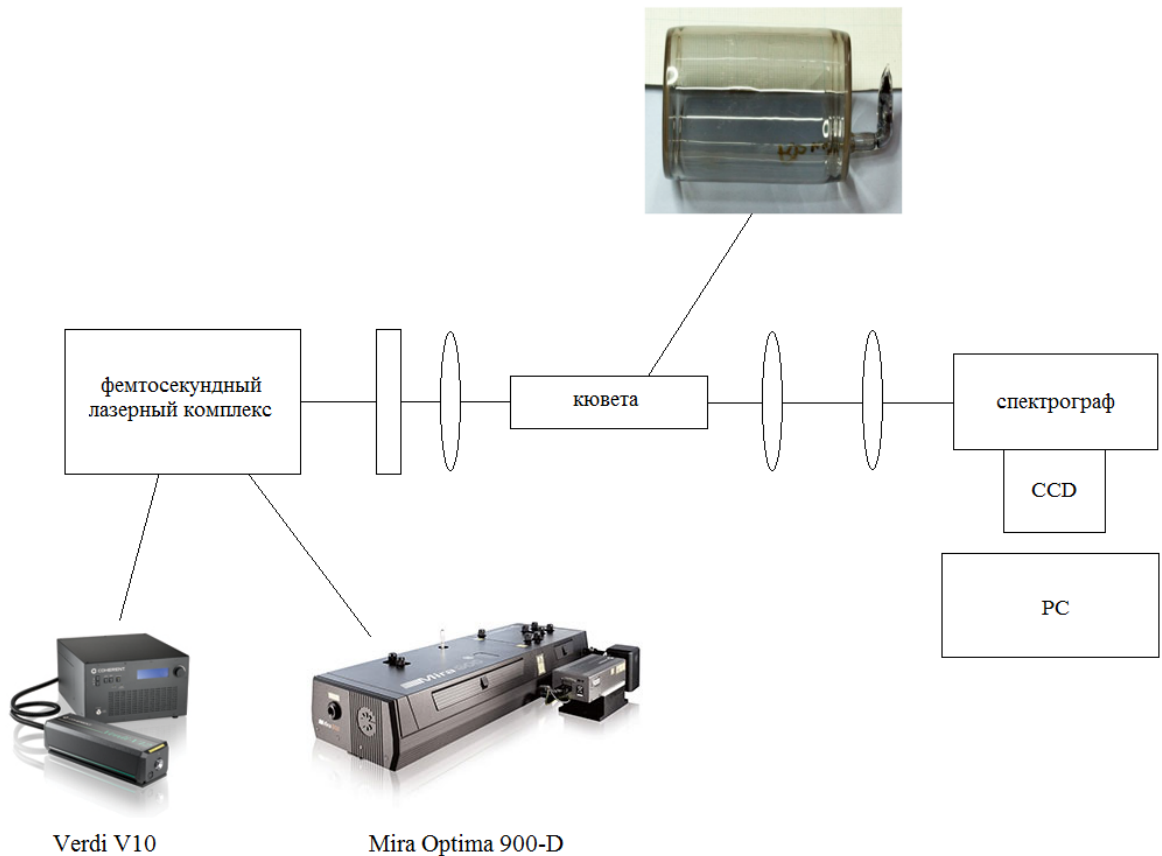


Рис. 2.1: Экспериментальная установка

На рис. 2.1 приводится схематическое изображение оборудования, которая выделяет основные составные части установки: фемтосекундный лазерный комплекс на основе двух синхронизированных лазеров Mira Optima

900-D фирмы Coherent; кювету с атомарным паром смеси изотопов рубидия 85 и 87, разогретую до средней температуры 100 градусов Цельсия; считающее оборудование, включающее в себя спектрограф, CCD-камеру и компьютер. Упомянутый лазерный комплекс работает в пико- и фемтосекундном диапазоне, что удовлетворяет вышеупомянутому условию кратковременности накачки для существования сверхизлучения. Сам комплекс состоит из двух параллельных идентичных линий, которые могут работать как по отдельности, так и в режиме синхронизации: в данном случае одна линия работает в режиме комба для регистрации, например, интерференционных картин и спектров; а вторая – в моноимпульсном режиме, необходимом для регистрации временных разверток.

В комплект одной линии входит перестраиваемый титан-сапфировый лазер Mira Optima 900-D со сложной схемой резонаторного устройства. Для накачки лазера используется неодимовый высокостабильный одночастотный кольцевой лазер Verdi V10. При совместной работе этих двух элементов обеспечивается одномодовая генерация (TEM_{00}) вертикально поляризованных импульсов фемто- или пико-диапазона. Также в линию входят компрессор (700-900 нм; 70 фс), генератор второй гармоники (340-540 нм), оптический параметрический преобразователь (76 МГц; 1100-1600 нм) и синхронизатор (<250 фс; <250 пс).

Полностью описание используемого оборудования можно посмотреть на сайте соответствующего ресурсного центра [15, 16]. В работе приводится лишь выборочное описание, необходимое для понимания полной картины измерительных процессов.

Исследуемая среда представляет собой отпаянную кювету с естественной смесью изотопов атома рубидия (85 и 87). Плотность атомов в кювете составляет порядка $10^{12} - 10^{13}$ ат/см⁻³ [17]. Перед непосредственными измерениями кювета разогревается до температуры порядка 90 – 100 градусов Цельсия. Эксперимент проводится со следующими параметрами: накачка пара в кювете происходит импульсами длительностью 10^{-13} сек с длиной волны 780 нм; энергия одного импульса составляет 10 нДж, а частота Раби варьируется в пределах от $0,5 \cdot 10^{13}$ до $5 \cdot 10^{13}$ с⁻¹. Рабочая схема уровней атома рубидия изображена на рис. 2.2.

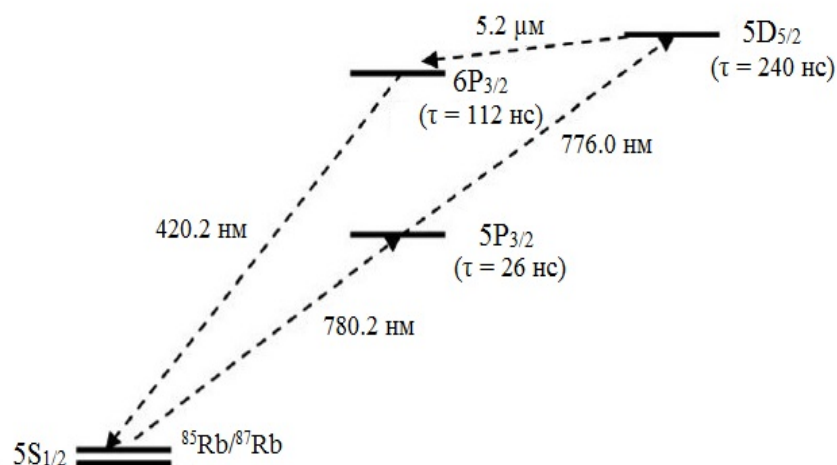


Рис. 2.2: Схема уровней

Сверхизлучательный процесс имеет место на следующих переходах:

- Резонансный переход $5^2P_{1/2} - 5^2S_{1/2}$ (780 нм);
- Резонансный переход $5^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2}$ (420 нм);
- $5^2D_{5/2} - 5^2P_{3/2}$ (776 нм).

2.2 Моделирование исследуемой системы

Для описания приведенной системы уровней, как уже говорилось выше, используется формализм матрицы плотности ρ , уравнения для элементов которой выводятся из уравнения фон Неймана (квантового уравнения Лиувилля)

$$\frac{d\rho}{dt} = [\hat{\mathcal{H}}, \rho] + \Lambda\rho \quad (2.1)$$

где $\Lambda\rho$ отображает феноменологическое затухание или, по-другому, спонтанный распад уровней. Атомная среда взаимодействует с сильным полем, изменение поляризации происходит синфазно с напряженностью $P = \chi E$ (χ – восприимчивость среды), следовательно, параметр когерентности равен единице, и матрица для коэффициентов затухания записывается как:

$$\begin{pmatrix} g_{21} \cdot \rho_{22} + g_{41} \cdot \rho_{44} & -G_{21} \cdot \rho_{12} & 0 & -G_{41} \cdot \rho_{14} \\ G_{21} \cdot \rho_{21} & -g_{21} \cdot \rho_{22} + g_{32} \cdot \rho_{33} & -G_{32} \cdot \rho_{23} & 0 \\ 0 & G_{32} \cdot \rho_{32} & -(g_{32} + g_{34}) \cdot \rho_{33} & -G_{34} \cdot \rho_{34} \\ G_{41} \cdot \rho_{41} & 0 & G_{34} \cdot \rho_{43} & -g_{41} \cdot \rho_{44} + g_{34} \cdot \rho_{33} \end{pmatrix}$$

Константа затухания уровней (диагональных элементов) g_{21} выражает спонтанный переход с уровня 2 на уровень 1; g_{32} , g_{34} и g_{41} – с 3 на 2, с 3 на 4 и с 4 на 1 уровни соответственно.

Как уже говорилось выше, сбой фазы между поляризацией и полем отсутствует, это означает, что затухание недиагональных элементов описы-

вается следующими выражениями:

$$G_{21} = 0.5 \cdot g_{21};$$

$$G_{32} = 0.5 \cdot (g_{32} + g_{34});$$

$$G_{41} = 0.5 \cdot g_{41};$$

$$G_{34} = 0.5 \cdot (g_{32} + g_{41}).$$

Оператор Гамильтона в резонансном приближении включает в себя энергию взаимодействия внешнего поля со средой, которая, в свою очередь выражается через частоту осцилляций заселенности уровней – частоту Раби $V_{ij} = d_{ij} \cdot \frac{E}{\hbar}$.

Также для элементов выполняются следующие соотношения:

$$\sum_n (\rho_{nn}) = 1 \quad \rho_{ij} = \rho_{ji}^*$$

С учетом всех условий система уравнений для матрицы плотности четырехуровневого атома выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{11}}{dt} = & 2 \cdot (V_{1i} \cdot \rho_{12r} - V_{1r} \cdot \rho_{12i} + V_{4i} \cdot \rho_{14r} - V_{4r} \cdot \rho_{14i}) + \\ & + g_{21} \cdot \rho_{22} + g_{41} \cdot \rho_{44} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{22}}{dt} = & 2 \cdot (V_{1r} \cdot \rho_{12i} - V_{1i} \cdot \rho_{12r} + V_{2i} \cdot \rho_{23r} - V_{2r} \cdot \rho_{23i}) - \\ & - g_{21} \cdot \rho_{22} + g_{32} \cdot \rho_{33} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{33}}{dt} = & 2 \cdot (V_{2r} \cdot \rho_{23i} - V_{2i} \cdot \rho_{23r} + V_{3i} \cdot \rho_{34r} - V_{3r} \cdot \rho_{34i}) - \\ & - (g_{32} + g_{34}) \cdot \rho_{33} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{44}}{dt} = & 2 \cdot (V_{3r} \cdot \rho_{34i} - V_{3i} \cdot \rho_{34r} - V_{4i} \cdot \rho_{14r} + V_{4r} \cdot \rho_{14i}) - \\ & - g_{41} \cdot \rho_{44} + g_{34} \cdot \rho_{33} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\rho_{12i}}{dt} &= V_{1r} \cdot \rho_{11} - V_{1r} \cdot \rho_{22} + V_{2i} \cdot \rho_{13i} + V_{2r} \cdot \rho_{13r} - \\
&\quad - V_{4i} \cdot \rho_{24i} - V_{4r} \cdot \rho_{24r} - G_{21} \cdot \rho_{12i} \\
\frac{d\rho_{12r}}{dt} &= V_{1i} \cdot \rho_{22} - V_{1i} \cdot \rho_{11} + V_{2i} \cdot \rho_{13r} - V_{2r} \cdot \rho_{13i} + \\
&\quad + V_{4i} \cdot \rho_{24r} - V_{4r} \cdot \rho_{24i} - G_{21} \cdot \rho_{12r} \\
\frac{d\rho_{13i}}{dt} &= V_{1i} \cdot \rho_{23i} - V_{1r} \cdot \rho_{23r} - V_{2i} \cdot \rho_{12i} + V_{2r} \cdot \rho_{12r} + \\
&\quad + V_{3i} \cdot \rho_{14i} + V_{3r} \cdot \rho_{14r} - V_{4i} \cdot \rho_{34i} - V_{4r} \cdot \rho_{34r} \\
\frac{d\rho_{13r}}{dt} &= V_{1i} \cdot \rho_{23r} + V_{1r} \cdot \rho_{23i} - V_{2i} \cdot \rho_{12r} - V_{2r} \cdot \rho_{12i} + \\
&\quad + V_{3i} \cdot \rho_{14r} - V_{3r} \cdot \rho_{14i} + V_{4i} \cdot \rho_{34r} - V_{4r} \cdot \rho_{34i} \\
\frac{d\rho_{14i}}{dt} &= V_{1i} \cdot \rho_{24i} - V_{1r} \cdot \rho_{24r} - V_{3i} \cdot \rho_{13i} + V_{3r} \cdot \rho_{13r} + \\
&\quad + V_{4r} \cdot \rho_{11} - V_{4r} \cdot \rho_{44} - G_{41} \cdot \rho_{14i} \\
\frac{d\rho_{14r}}{dt} &= V_{1i} \cdot \rho_{24r} + V_{1r} \cdot \rho_{24i} - V_{3i} \cdot \rho_{13r} - V_{3r} \cdot \rho_{13i} - \\
&\quad - V_{4i} \cdot \rho_{11} + V_{4i} \cdot \rho_{44} - G_{41} \cdot \rho_{14r} \\
\frac{d\rho_{23i}}{dt} &= V_{2r} \cdot \rho_{22} - V_{1r} \cdot \rho_{13r} - V_{1i} \cdot \rho_{13i} - V_{2r} \cdot \rho_{33} + \\
&\quad + V_{3i} \cdot \rho_{24i} + V_{3r} \cdot \rho_{24r} - G_{32} \cdot \rho_{23i} \\
\frac{d\rho_{23r}}{dt} &= V_{1r} \cdot \rho_{13i} - V_{1i} \cdot \rho_{13r} - V_{2i} \cdot \rho_{22} + V_{2i} \cdot \rho_{33} + \\
&\quad + V_{3i} \cdot \rho_{24r} - V_{3r} \cdot \rho_{24i} - G_{32} \cdot \rho_{23r} \\
\frac{d\rho_{24i}}{dt} &= V_{2i} \cdot \rho_{34i} - V_{1r} \cdot \rho_{14r} - V_{1i} \cdot \rho_{14i} - V_{2r} \cdot \rho_{34r} - \\
&\quad - V_{3i} \cdot \rho_{23i} + V_{3r} \cdot \rho_{23r} + V_{4i} \cdot \rho_{12i} + V_{4r} \cdot \rho_{12r} \\
\frac{d\rho_{24r}}{dt} &= V_{1r} \cdot \rho_{14i} - V_{1i} \cdot \rho_{14r} + V_{2i} \cdot \rho_{34r} + V_{2r} \cdot \rho_{34i} - \\
&\quad - V_{3i} \cdot \rho_{23r} - V_{3r} \cdot \rho_{23i} - V_{4i} \cdot \rho_{12r} + V_{4r} \cdot \rho_{12i}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\rho_{34i}}{dt} &= V_{3r} \cdot \rho_{33} - V_{2r} \cdot \rho_{24r} - V_{2i} \cdot \rho_{24i} - V_{3r} \cdot \rho_{44} + \\ &\quad + V_{4i} \cdot \rho_{13i} + V_{4r} \cdot \rho_{13r} - G_{34} \cdot \rho_{34i} \\ \frac{d\rho_{34r}}{dt} &= V_{2r} \cdot \rho_{24i} - V_{2i} \cdot \rho_{24r} - V_{3i} \cdot \rho_{33} + V_{3i} \cdot \rho_{44} - \\ &\quad - V_{4i} \cdot \rho_{13r} + V_{4r} \cdot \rho_{13i} - G_{34} \cdot \rho_{34r}\end{aligned}$$

Здесь величины с индексами r и i обозначают соответственно действительную и мнимую часть элементов оператора энергии. Такой метод расчета берется исключительно для удобства и упрощения расчета.

Решение данной системы получается при использовании численных методов – в данном случае на основе программного обеспечения MatLab. В качестве метода решения использовалась встроенная функция `ode45`, которая использует метод Рунге-Кутты 4 и 5 порядков с переменным шагом [18].

Для расчета необходимо задать определенные параметры. В работе упрощенной модели считалось, что накладываемое поле представляет собой единичный однополярный импульс гауссовой формы:

$$V_j = V_{j0} \cdot \exp\left(\frac{-(t-t_1)^2}{\tau^2}\right), \quad j = 1, 2, 3, 4$$

где $\tau = 3.8 \cdot 10^{-3}$ – длительность импульса, $t_1 = 3$ – временная задержка. Амплитуда V_{j0} выбирается в соответствии с экспериментом.

Поля, выражающиеся через параметры $j = 1$ и $j = 2$ – это поля накачки, поля, накладываемые на переходах $2 \leftrightarrow 1$ и $3 \leftrightarrow 2$; параметры же $j = 3$ и $j = 4$ – для пробных полей на переходах $3 \leftrightarrow 4$ и $4 \leftrightarrow 1$, их амплитуды на несколько порядков меньше V_{10} и V_{20} .

В относительных величинах константы затухания выражаются через

g_{21} , которая полагается равной единице:

$$g_{41} = 0.5 \cdot g_{21};$$

$$g_{32} = 0.3 \cdot g_{21};$$

$$g_{34} = 0.3 \cdot g_{21}.$$

Ход входного и выходного излучения представляет собой гауссов пучок, схематично изображенный на рис. 2.3

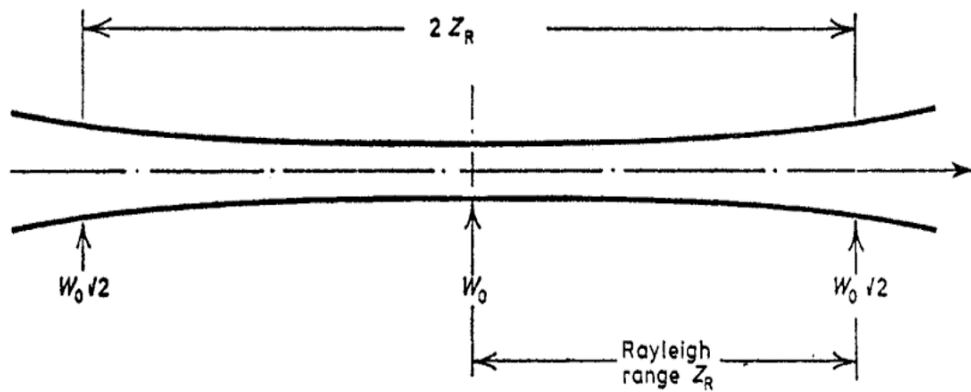


Рис. 2.3: Перетяжка гауссового пучка

$w_0 \sim 80 \mu\text{м}$ – длина перетяжки.

Форма гауссового пучка в веществе на длине конфокального параметра $b \sim 1 \text{см}$, соответствующего двум длинам Релея Z_R ($b = 2Z_R$) приближенно считается цилиндром и, соответственно, ее объем определяется объемом цилиндра соответствующей длины b . $V = \frac{1}{2} \cdot \pi w_0^2 Z_R \sim 10^{-10} - 10^{-11} \text{м}^3$.

Из полученных величин можно найти количество атомов рубидия в объеме: $N \sim 10^7$ атомов.

Результаты и обсуждение

В этой главе предполагается продемонстрировать и обсудить экспериментальные результаты и сравнить их с теми же результатами, полученными при помощи моделирования.

Временные измерения в моноимпульсном режиме показали, что при изменении значений интенсивности накачки и концентрации пара выходное излучение также меняет свое поведение. На рис. 3.1 и рис. 3.2 показаны зависимости интенсивности выходного излучения от времени.

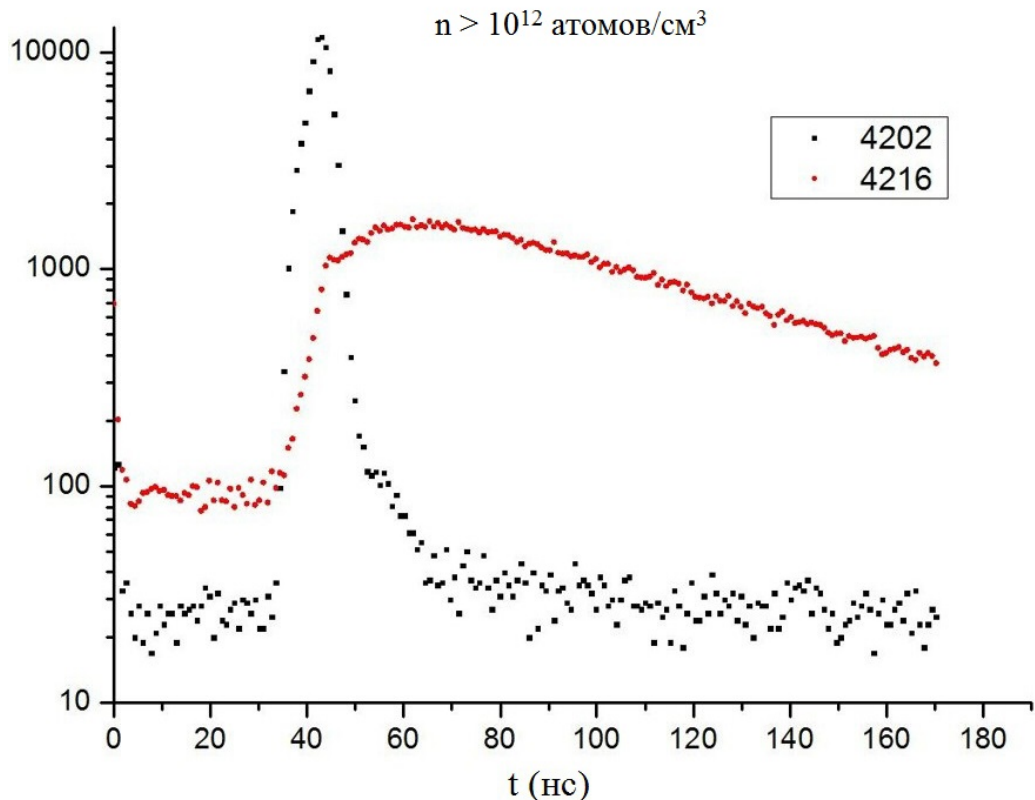


Рис. 3.1: Зависимость интенсивности излучения от времени при больших концентрациях

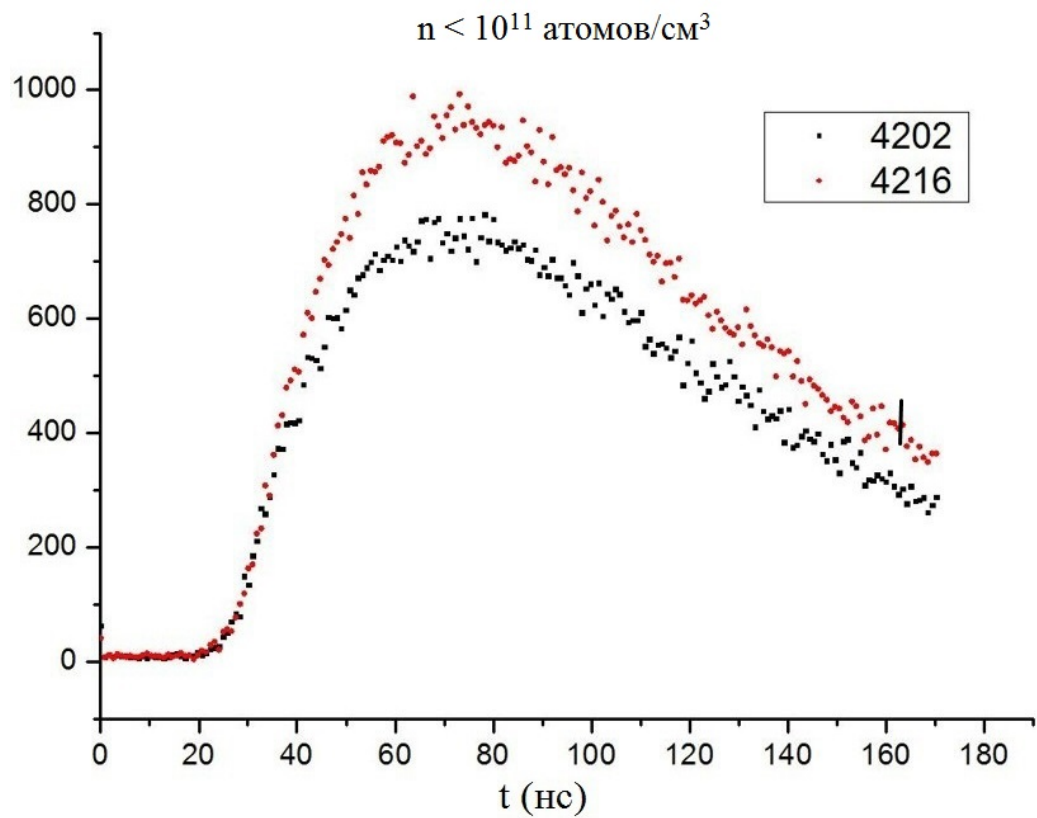


Рис. 3.2: Зависимость интенсивности излучения от времени при малых концентрациях

При больших концентрациях на графике можно наблюдать резкий скачок интенсивности выходного излучения при увеличении интенсивности входного.

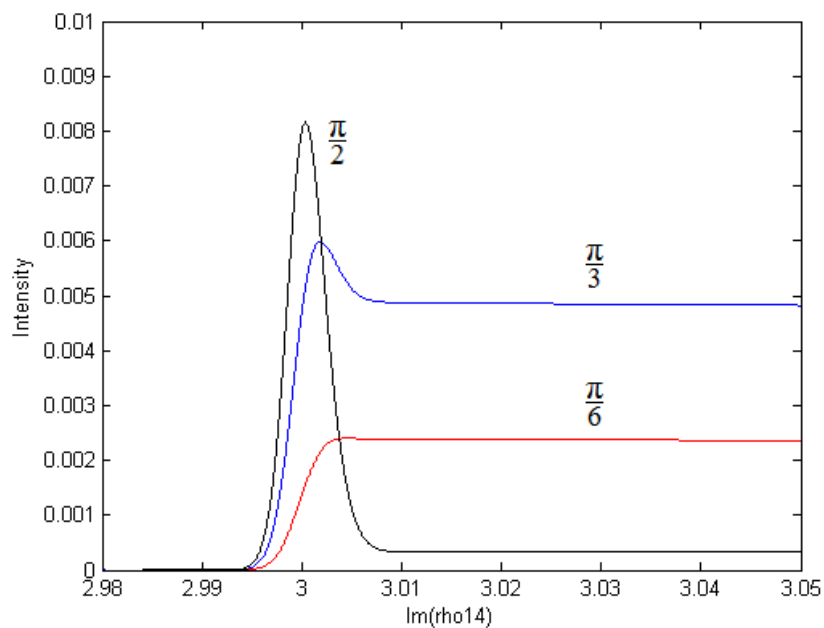


Рис. 3.3: Зависимость интенсивности излучения от времени при разных площадях импульса накачки в диапазоне (2,98 – 3,05)

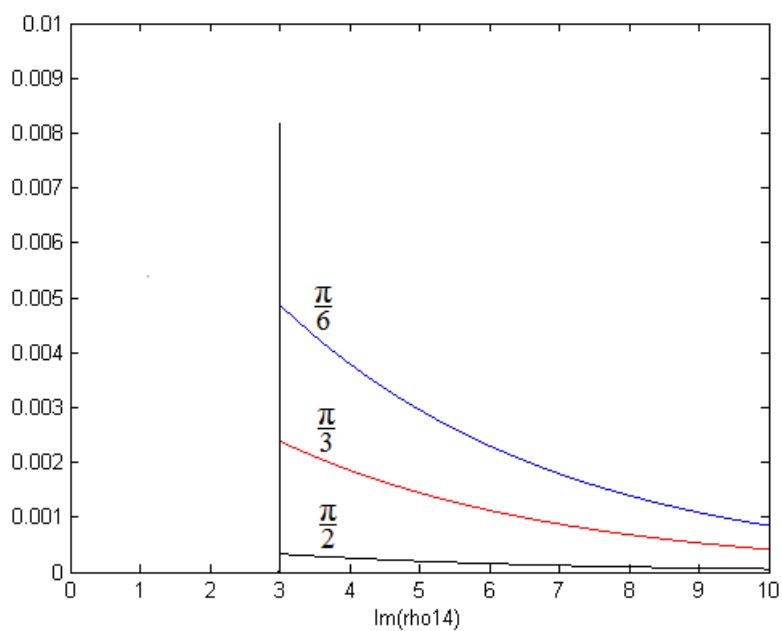


Рис. 3.4: Зависимость интенсивности излучения от времени при разных площадях импульса накачки в диапазоне (0 – 10)

В системы для элементов матрицы плотности усредненного единично-

го атома (рис. 3.3) зависимость интенсивности на переходе $4 \leftrightarrow 1$, который соответствует переходу $6^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2}$ (420 нм), также меняется в зависимости от площади входного импульса. На рис. 3.4 изображены те же зависимости, что и на рис. 3.3, но в более крупном масштабе для иллюстрации затухания остаточной заселенности.

Также экспериментально была снята зависимость выходного излучения на длине волны 420 нм от входного излучения. Зависимость квадратична.

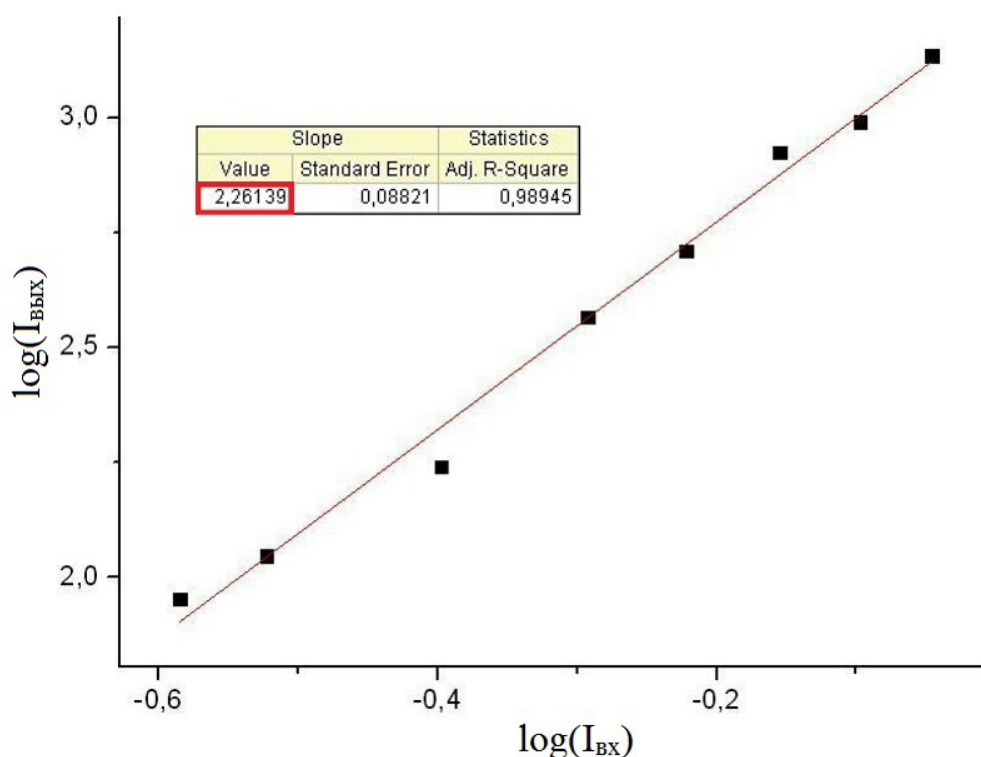


Рис. 3.5: Зависимость интенсивности излучения на 420 нм от интенсивности входного излучения

Результаты подобной зависимости, полученной при моделировании совпадают с экспериментом. Интерпретировать это можно следующим образом: интенсивность излучения определяется величиной недиагонального элемента ρ_{14} , который, в свою очередь пропорционален поляризации атома, а по-

ляризация пропорциональна интенсивности входного излучения – квадрату амплитуды напряженности входного импульса.

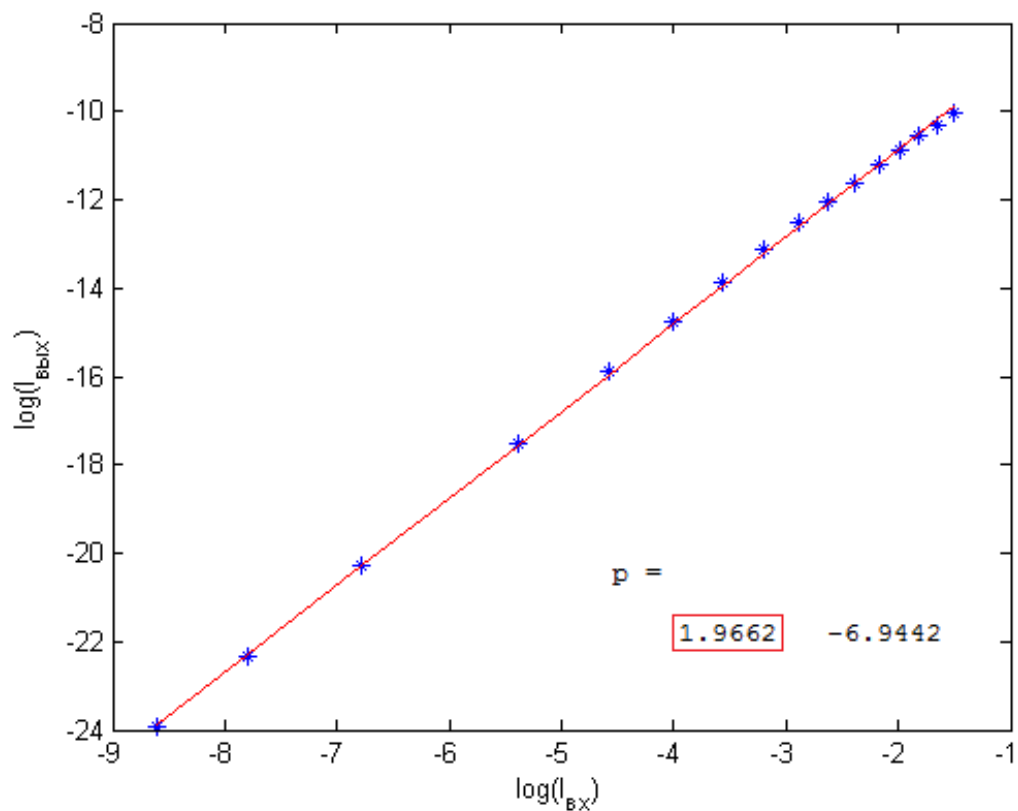


Рис. 3.6: Зависимость интенсивности излучения на 420 нм от интенсивности входного излучения на MatLab

Также при моделировании системы были получены зависимости заселенностей уровней $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, $|4\rangle$.

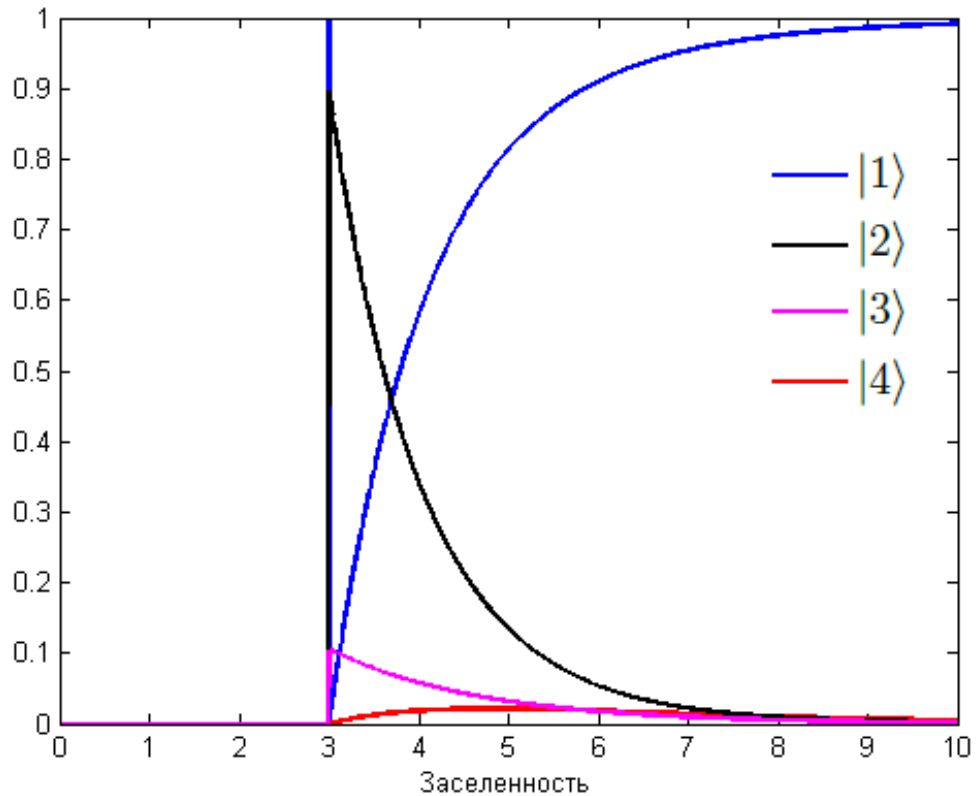


Рис. 3.7: Заселенности уровней атома рубидия

Данная картина интересна тем, что на уровне 4 (с которого идет исследуемый сверхизлучательный процесс) не происходит инверсии населенностей – на основе этого был сделан вывод, что скачок интенсивности излучения происходит за счет интерференции состояний – НИЭФ двухфотонного перехода ($2 \leftrightarrow 4 \leftrightarrow 1$), связывающего элементы матрицы плотности ρ_{14} и ρ_{12} через интерференционный элемент ρ_{24} (см. систему уравнений), а не за счет лазерной накачки.

В защиту данной гипотезы можно привести следующие результаты: при измерении интенсивности излучения на переходе $2 \leftrightarrow 1$ и $4 \leftrightarrow 1$ были получены схожие зависимости, как при экспериментальном измерении (рис. 3.8), так и при теоретическом моделировании (рис. 3.9).

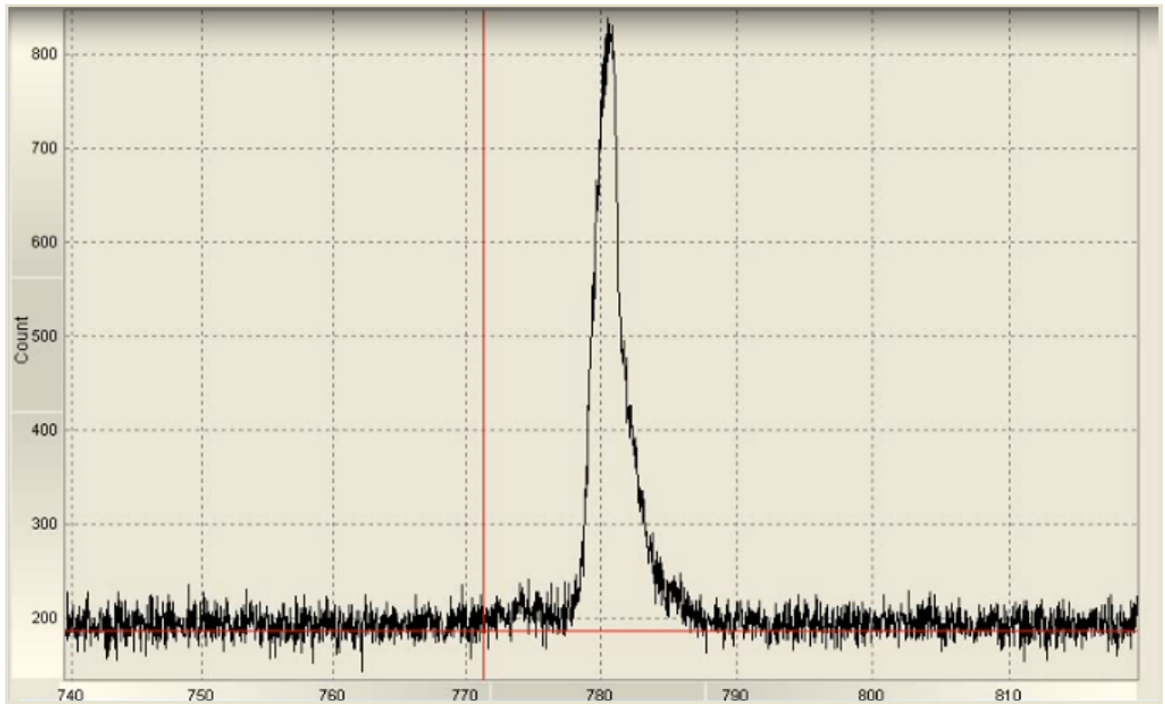


Рис. 3.8: Зависимость излучения от времени на 780 нм при площади импульса, равном $\frac{\pi}{2}$

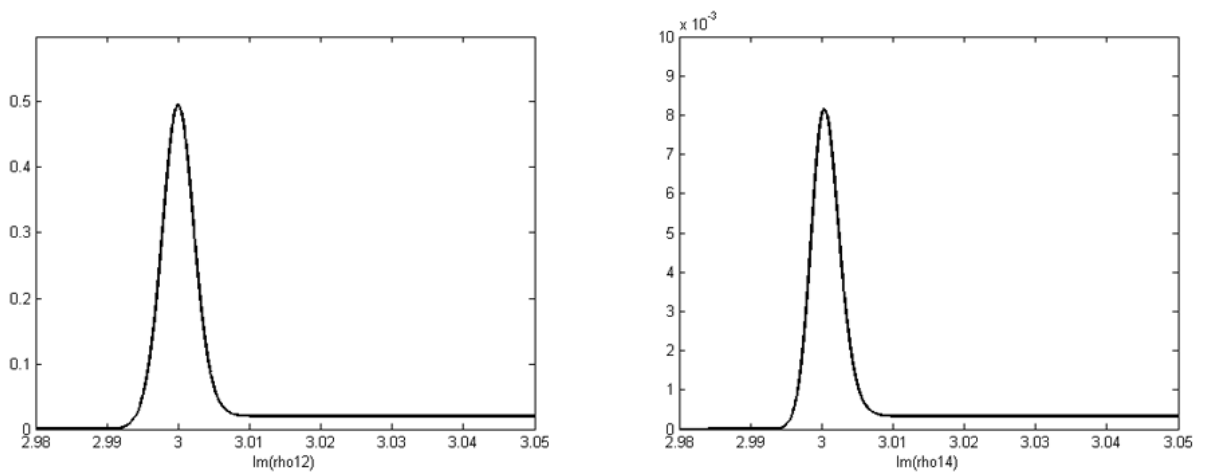


Рис. 3.9: Зависимость излучения от времени на MatLab при площади импульса $\frac{\pi}{2}$; на рисунке слева переход $2 \leftrightarrow 1$; на рисунке справа – $4 \leftrightarrow 1$

Возникновение сверхизлучения на 420 нм может происходить как за счет населенности уровня 4 при переходе с третьего на 4, так и за счет НИ-ЭФ. Как известно из экспериментальной работы [13], с уровня 3 наблюдается

сверхизлучательный переход на уровень 4 (5 мкм).

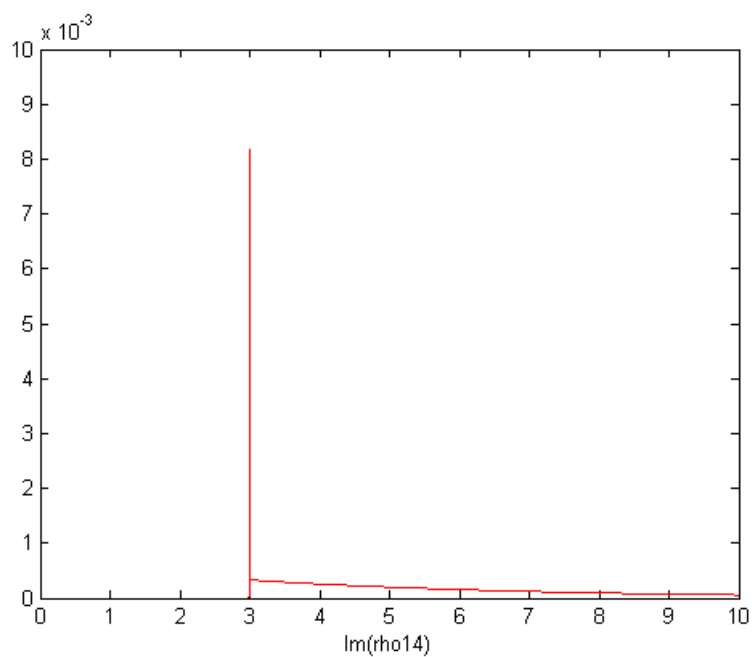


Рис. 3.10: Зависимость излучения от времени на 420 нм при наличии спонтанного распада $3 \leftrightarrow 4$ и площади импульса $\frac{\pi}{2}$

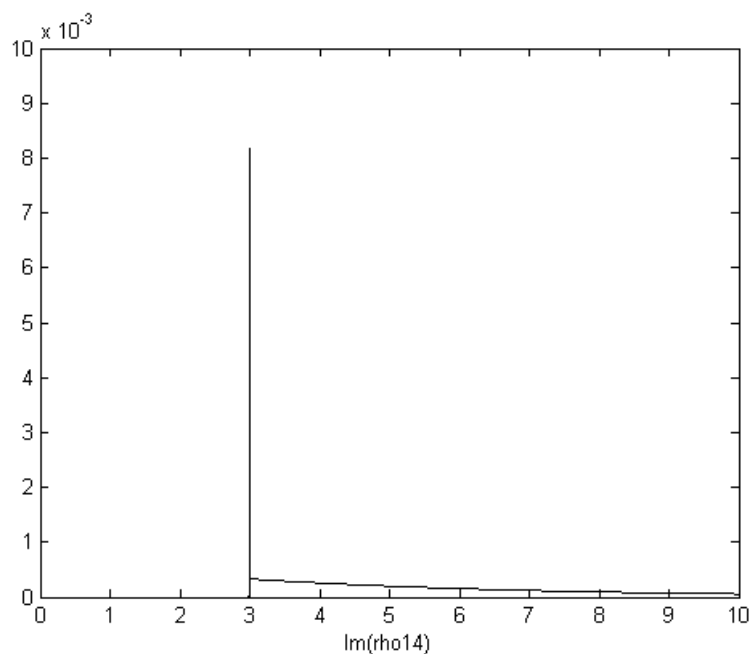


Рис. 3.11: Зависимость излучения от времени на 420 нм при отсутствии спонтанного распада $3 \leftrightarrow 4$ и площади импульса $\frac{\pi}{2}$

Как следует из рис. 3.10 и рис. 3.11, при „выключении“ взаимодействия уровней 3 и 4, то есть, при $V_3 = 0$ и $g_{34} = 0$ поле на переходе $4 \leftrightarrow 1$ не претерпевает существенных изменений.

Недиагональный элемент ρ_{24} называют интерференционным матричным элементом. При вышеуказанных условиях этот элемент ненулевой: он изменяется, когда систему начинают воздействовать лазерным излучением.

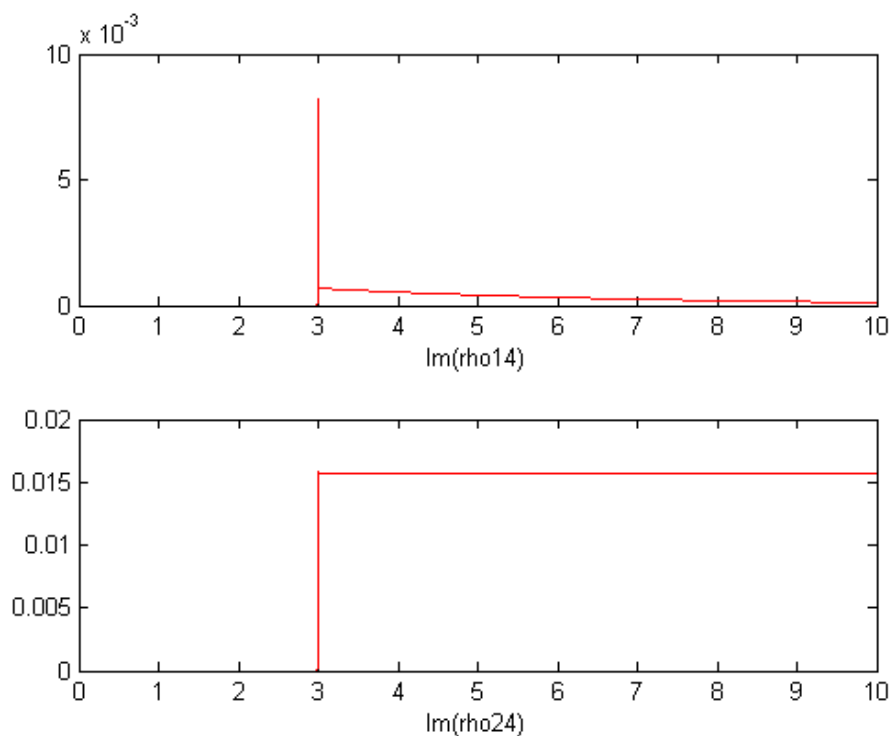


Рис. 3.12: Зависимости недиагональных элементов ρ_{12} и ρ_{14} от времени при площади импульса $\frac{\pi}{2}$

Выводы

Таким образом, в работе проведена теоретическая интерпретация экспериментальных результатов по сверхизлучению. Показано, что сверхизлучение на исследуемом переходе (420 нм) возможно как за счет образования макроскопического дипольного момента при переходе $4 \leftrightarrow 1$, так и НИЭФ на смежных переходах.

При этом короткий лазерный импульс накачки должен иметь площадь импульса порядка $\frac{\pi}{2}$. Это означает, что на этом импульсе укладывается одно колебание с частотой Раби для излучения накачки.

Литература

- [1] R. H. Dicke. *Physical Review*, 93:99, 1954.
- [2] Шумовский А. С. Боголюбов Н. Н. (мл.). *Сверхизлучение. Лекции для молодых ученых*, Дубна, ОИЯИ, 38, 1987.
- [3] Эберли Дж. Аллен Л. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*. Мир, 1978.
- [4] N. Skribanowitz, I. P. Herman, J. C. MacGillivray, and M. S. Feld. Observation of dicke superradiance in optically pumped hf gas. *Phys. Rev. Lett.*, 30, Feb 1973.
- [5] Меньшиков Л. И. *УФН*, 169:113, 1999.
- [6] J. Marek. Observation of superradiance in Rb vapour. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 12(7), 1979.
- [7] A. Crubellier, S. Liberman, and P. Pillet. Doppler-free superradiance experiments with Rb atoms: Polarization characteristics. *Physical Review Letters*, 41(18), 1978.
- [8] A Crubellier, S Liberman, P Pillet, and M G Schweighofer. Experimental study of quantum fluctuations of polarisation in superradiance. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 14(5), 1981.
- [9] A Crubellier, S Liberman, and P Pillet. Superradiance fluctuations in a $j = 1 / 2$ to $j' = 1 / 2$ atomic system. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 17(14), 1984.

- [10] A Crubellier, S Liberman, and P Pillet. Superradiance theory and random polarisation. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 19(18):2959, 1986.
- [11] A. I. Lvovsky, S. R. Hartmann, and F. Moshary. Omnidirectional superfluorescence. *Phys. Rev. Lett.*, 82, May 1999.
- [12] E. Paradis, B. Barrett, A. Kumarakrishnan, R. Zhang, and G. Raithel. Observation of superfluorescent emissions from laser-cooled atoms. *Phys. Rev. A*, 77, Apr 2008.
- [13] Gombojav O. Ariunbold, Michael M. Kash, Vladimir A. Sautenkov, Hebin Li, Yuri V. Rostovtsev, George R. Welch, and Marlan O. Scully. Observation of picosecond superfluorescent pulses in rubidium atomic vapor pumped by 100-fs laser pulses. *Phys. Rev. A*, 82, Oct 2010.
- [14] Стенхольм С. Основы лазерной спектроскопии. Мир, 1987.
- [15] Ресурсный центр СПбГУ. <http://laser.spbu.ru/projects-rus/femto-piko-rus.html>.
- [16] Ресурсный центр СПбГУ. <http://laser.spbu.ru/oborudovanie-rus/femtosekundni-laserni-kompleks-rus.html>.
- [17] Калькулятор парового давления. http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/vapor_pressure.
- [18] MatLab. <https://www.mathworks.com/help/matlab/ref/ode45.html>.