

# Регистрация резонанса когерентного пленения населенностей в пучке атомов $^{87}\text{Rb}$ методом Рамси

И.М.Соколов

*Исследовано формирование резонанса когерентного пленения населенностей (КПН) при взаимодействии пучка атомов  $^{87}\text{Rb}$  с двумя пространственно разделенными областями бихроматического поля. Проведено сравнение различных схем возбуждения резонанса – в зависимости от выбора рабочих переходов и типа поляризационной схемы. В случае моноскоростного атомного пучка изучена зависимость формы резонанса КПН от основных параметров системы – скорости пучка, расстояния между оптическими полями, размеров лазерных пучков, их интенсивности, а также от приложенного постоянного магнитного поля. Проведена оценка влияния угловой расходимости атомного пучка и остаточного разброса скоростей в нем на параметр качества резонанса.*

**Ключевые слова:** когерентное пленение населенности, метод Рамси.

## 1. Введение

Взаимодействие многоуровневых атомных систем с многомодовым когерентным излучением приводит к целому ряду интересных и важных с практической точки зрения эффектов. Одним из них является когерентное пленение населенности (КПН) [1, 2]. В простейшем случае КПН может наблюдаться при взаимодействии бихроматического поля с трехуровневой системой, имеющей  $\Lambda$ -конфигурацию энергетических состояний. Если частоты двух мод удовлетворяют условию двухфотонного резонанса, атомная система переходит в так называемое темное состояние, которое не взаимодействует с приложенным двухмодовым излучением. Это приводит к тому, что в спектрах поглощения возникает узкий провал (или резонанс КПН), ширина которого значительно меньше естественной ширины возбужденного состояния, что позволяет использовать КПН для широкого круга приложений. В частности, одним из наиболее перспективных является использование КПН для стабилизации частоты [3–5].

Еще более узкий резонанс может наблюдаться, если регистрировать эффект КПН по методу разнесенных полей Рамси [6]. В работе [7] впервые экспериментально продемонстрировано формирование резонансов Рамси в тепловом пучке атомов натрия в условиях КПН. В ряде более поздних работ проводились эксперименты, в которых формирование и регистрация темного состояния происходили в одно и то же место в пространстве, но были разнесены во времени [8, 9]. В работах [10, 11] такие эксперименты проводились с холодными атомами в ловушках. При этом удалось получить резонанс с шириной порядка нескольких десятков герц. Сужение резонанса

КПН в случае пространственно-зонной накачки в атомной ячейке, являющейся определенным аналогом схемы регистрации Рамси, продемонстрировано в работах [12–14].

Холодные атомы в ловушках могут рассматриваться как перспективные объекты для построения микроволновых стандартов в лабораторных условиях. Для создания мобильных стандартов, в частности бортовых стандартов на малых спутниках, они слишком громоздки. В работе [15] предложена схема бортового стандарта на пучке медленных атомов. В этой схеме используется сравнительно простой в технологическом отношении принцип получения медленного пучка – без использования атомных ловушек. Изначально формируется тепловой пучок атомов в стандартном атомном источнике, а затем этот пучок замедляется в зеэмановском замедлителе [16]. Использование эффекта КПН в схеме формирования и регистрации сигнала квантового дискриминатора методом Рамси позволит отказаться от весьма громоздких СВЧ резонаторов, снизить размер устройства и его энергопотребление.

Основная цель настоящей работы – анализ формирования сигнала КПН в данном стандарте. Проанализирована форма резонанса КПН в зависимости от выбора поляризационной схемы наблюдения и схемы рабочих переходов. Рассмотрено влияние на амплитуду и ширину резонанса таких основных параметров установки, как интенсивность света, величина магнитного поля, ширина лазерных пучков и т.п. Исследован также случай моноскоростного узкого атомного пучка и проведена оценка влияния размера реального атомного пучка, его угловой расходимости и конечной ширины распределения атомов по скоростям.

## 2. Основные приближения. Система уравнений для матрицы плотности

Независимо от того, каким образом регистрируется сигнал КПН – по поглощению излучения или по флуоресценции атомов, величина сигнала дискриминатора определяется суммарной населенностью всех возбужденных

И.М.Соколов. Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Россия, 195251 С.-Петербург, Политехническая ул., 29; Институт аналитического приборостроения РАН, Россия, 198095 С.-Петербург, ул. Ивана Черных, 31–33, лит. А; e-mail: ims@is12093.spb.edu

Поступила в редакцию 11 ноября 2014 г., после доработки – 19 мая 2015 г.

атомных состояний в области взаимодействия со светом. В настоящей работе рассматривается изменение этой величины при вариации разностной частоты компонент бихроматического поля как индикатор сигнала КПН. Для расчета населенности и описания взаимодействия многочастотного когерентного лазерного излучения с пучком атомов щелочных металлов мы используем формализм матрицы плотности. Такой подход позволяет учесть все основные факторы, влияющие на формирование сигнала КПН.

При выводе уравнения для матрицы плотности необходимо учитывать основные физические механизмы, влияющие на эволюцию атомной подсистемы. Одним из таких механизмов в общем случае является межатомное взаимодействие. При условиях, реализуемых в пучке [15], когда скорость атомов составляет  $\sim 300$  см/с, а плотность потока не превышает  $10^9$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>, концентрация атомов оказывается меньше  $10^7$  см<sup>-3</sup>. При таких плотностях и типичных относительных скоростях атомов можно пренебречь атомными столкновениями в пучке. Можно также не учитывать дальнедействующего резонансного диполь-дипольного взаимодействия, которое может приводить к заметным сдвигам и искажениям формы спектра атомного перехода в ансамблях холодных атомов [17–19]. Это взаимодействие начинает проявляться при плотностях атомов  $\sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

Таким образом, при описании динамики атомов в пучке рассматриваемого стандарта можно полностью пренебречь межатомным взаимодействием, что позволяет анализировать эволюцию отдельных атомов в пучке и рассматривать ее в системе отсчета, связанной с атомом. Движение атомов при типичных скоростях в пучке можно считать классическим. Импульс фотона резонансной частоты для щелочных атомов, например рубидия, при таких скоростях в несколько сотен раз меньше импульса атома. Поперечные скорости атомов существенно меньше продольных. Однако скорость отдачи рубидия в зависимости от выбора перехода составляет 5.8–5.9 мм/с. В рассматриваемом стандарте предполагается использование лазеров с мощностями порядка нескольких микроватт и ширинами гауссовых пучков  $\sim 0.5$  см. При таких параметрах за время взаимодействия атомов со светом переданный импульс оказывается значительно меньше поперечного импульса атомов. По этой причине можно не учитывать влияние эффекта отдачи.

В сопутствующей системе координат атом неподвижен. Его динамика во внешних электромагнитных полях с учетом сделанных выше приближений описывается следующим уравнением:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[H_0 + V, \rho] + \Gamma \rho, \quad (1)$$

где  $\Gamma$  – оператор релаксации, учитывающий спонтанный распад возбужденных состояний;  $H_0$  – гамильтониан свободных атомов;  $V$  – оператор их взаимодействия с внешними полями  $E_{01}$  и  $E_{02}$ , который записывается в дипольном приближении как

$$V = -dE = -d[e_1 E_{01}(t) \exp(-i\omega_1 t) + e_2 E_{02}(t) \exp(-i\omega_2 t) + \text{компл. сопр.}] / 2. \quad (2)$$

Здесь учтено, что атомный ансамбль взаимодействует с двумя полями, которые имеют в общем случае разные частоты ( $\omega_1$  и  $\omega_2$ ) и поляризации ( $e_1$  и  $e_2$ ). Заметим, что в рассматриваемой системе координат действующие на атом поля являются существенно нестационарными, что связано с процессами входа и выхода атома в пространственно неоднородные лазерные пучки. Это обстоятельство учтено явно в зависимости от времени амплитуд обоих полей  $E_{01}$  и  $E_{02}$ , формирующих сигнал КПН. В настоящей работе будем предполагать, что поперечные профили световых пучков имеют гауссову форму. Примем также, что каждое из этих полей вызывает переходы только с одного из сверхтонких подуровней основного состояния щелочного атома:  $F_1 = I - 1/2$  и  $F_2 = I + 1/2$  соответственно (здесь  $I$  – ядерный угловой момент).

В матричной форме уравнение (1) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} &= \sum_k \left[ -\frac{i}{\hbar} (H_{0ik} + V_{ik}) \rho_{kj} + \frac{i}{\hbar} (\rho_{ik} H_{0kj} + V_{kj}) \right] + (\Gamma \rho)_{ij} \\ &= i\omega_{ji} \rho_{ij} + \sum_k \left[ -\frac{i}{\hbar} V_{ik} \rho_{kj} + \frac{i}{\hbar} \rho_{ik} V_{kj} \right] + (\Gamma \rho)_{ij}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\omega_{ji} = (E_j - E_i)/\hbar$ . Выделим в системе (3) подсистемы, описывающие эволюцию нижних ( $\rho_{gg}$ ) и верхних ( $\rho_{ee}$ ) атомных состояний, а также оптических когерентностей ( $\rho_{eg}$  и  $\rho_{ge}$ ). В приближении вращающейся волны для медленныхгибающих получим следующую систему дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{gg'}}{\partial t} &= i[-\omega_{gg'} - (\omega_g - \omega_{g'})] \rho_{gg'} \\ &+ \sum_c \left[ -\frac{i}{\hbar} \tilde{V}_{gc} \rho_{cg'} + \frac{i}{\hbar} \rho_{gc} \tilde{V}_{cg'} \right] + (\Gamma \rho)_{gg'}, \\ \frac{\partial \rho_{eg}}{\partial t} &= i(-\omega_{eg} + \omega_g) \rho_{eg} - \sum_{g'} \frac{i}{\hbar} \tilde{V}_{eg'} \rho_{g'g} + (\Gamma \rho)_{eg}, \\ \frac{\partial \rho_{ee'}}{\partial t} &= -i\omega_{ee'} \rho_{ee'} + \sum_g \left[ -\frac{i}{\hbar} \tilde{V}_{eg} \rho_{ge'} + \frac{i}{\hbar} \rho_{eg} \tilde{V}_{ge'} \right] + (\Gamma \rho)_{ee'}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь

$$\tilde{V}_{ge} = \langle F_g M_g | d_\mu | F_e M_e \rangle e_g^{*\mu} E_{0g}(t), \quad (5)$$

$$\tilde{V}_{eg} = \langle F_e M_e | d_\mu | F_g M_g \rangle e_g^\mu E_{0g}(t) \quad (6)$$

– зависящие от времени матричные элементы оператора взаимодействия атомов с излучением. Частота с одним индексом в (4) обозначает частоту света, вызывающего переходы с данного подуровня основного состояния.

Система уравнений (4) учитывает наличие ряда сверхтонких и зеемановских подуровней возбужденного состояния. В расчете ограничимся учетом только тех уровней, которые принадлежат соответствующей резонансной D-линии. В настоящей работе система (4) решалась численно для пучков, имеющих различные скорости, а следовательно, проходящих пространственно неоднородные лазерные пучки за разное время. Различие скоростей учитывается зависимостями  $E_{01}(t)$  и  $E_{02}(t)$ . Решение полученной системы уравнений дает информацию о состоянии рас-

смаатриваемого атома в любой момент времени. При переходе в лабораторную систему отсчета получаем информацию о состоянии атома в данной области пространства. Конкретные расчеты проведены для атомов  $^{87}\text{Rb}$ .

### 3. Результаты расчетов

Одним из ключевых вопросов при построении регистрационной схемы, основанной на эффекте КПН, является вопрос о выборе рабочего перехода и поляризационной схемы наблюдения. В предложенном стандарте, использующем замедлитель, генерируется пучок, все атомы которого заселяют один из сверхтонких подуровней основного состояния  $F_g$  (как правило, это  $F_g = 2$ , но можно получить атомы и в состоянии  $F_g = 1$ ). При малой угловой расходимости атомного пучка, а также при малой спектральной ширине лазерного излучения сверхтонкая структура возбужденного состояния является хорошо разрешимой, что дает возможность выбора конкретного сверхтонкого перехода, т.е. перехода на определенный сверхтонкий подуровень возбужденного состояния  $F_e$ . Этот сверхтонкий подуровень может быть выбран как в  $D_1$ -, так и в  $D_2$ -мультиплете. Что касается поляризационной схемы, то для наблюдения эффекта КПН, в принципе, можно использовать свет как циркулярной, так и линейной поляризации [5, 8, 20–22]. Проведенные ранее исследования показали, что циркулярные поляризации менее перспективны, поскольку для них в силу существующих правил отбора всегда остаются так называемые карманы, т.е. такие зеемановские подуровни, на которых происходит накопление атомов в результате оптической накачки. Наличие карманов приводит к уменьшению амплитуды резонанса КПН. По этой причине случай циркулярных поляризаций мы рассматривать не будем. Рассматривая только линейно поляризованное излучение и учитывая различные начальные состояния атомов и различные возможные переходы, для  $^{87}\text{Rb}$  имеем восемь вариантов для линий  $D_1$  и  $D_2$ , и для каждого такого варианта существуют две поляризационные схемы:  $\text{lin} \parallel \text{lin}$  и  $\text{lin} \perp \text{lin}$ , соответствующие параллельным и скрещенным линейным поляризациям.

Чтобы найти наилучший вариант, мы провели численное сравнение этих шестнадцати случаев. Расчеты были выполнены для типичных значений параметров выбранного стандарта. Скорость атомного пучка выбиралась равной 300 см/с, интенсивности обеих спектральных компонент были 10 мкВт/см<sup>2</sup>, радиусы гауссовых лазерных пучков – 0.25 см, расстояние между оптическими полями – 30 см, индукция продольного, параллельного лучам света, постоянного магнитного поля  $B = 10$  мГс. Атомный пучок считался моноскоростным и узким, проходящим через ось симметрии световых лучей.

Результаты расчетов для одного случая в широком интервале двухфотонных отстроек показаны на рис.1. Расчет проведен в предположении, что атомы из источника вылетают в состоянии  $F_g = 2$ , верхний рабочий уровень  $F_e = 2$   $D_1$ -линии, поляризационная схема  $\text{lin} \perp \text{lin}$ . При сканировании частоты предполагалось, что частота излучения, резонансного перехода  $F_g \leftrightarrow F_e$ , находится в точном резонансе, а двухфотонная отстройка обеспечивается изменением частоты одной из частотных компонент. Сигнал, приведенный на рис.1, соответствует числу фотонов флуоресценции при единичном полном потоке атомов в пучке. На рисунке хорошо видны характерные

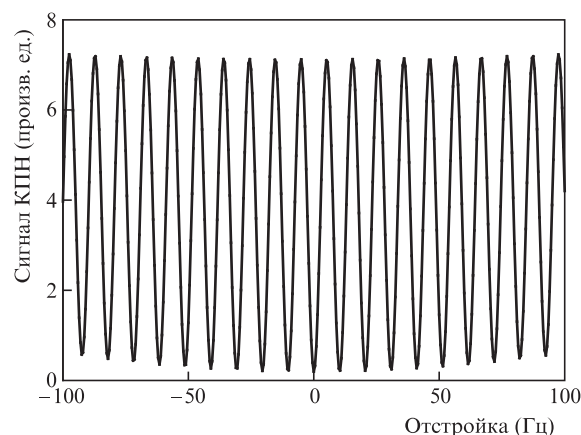


Рис.1. Расчетная зависимость сигнала КПН от отстройки частоты двухфотонного резонанса, полученная для параметров пучка, соответствующих выбранному стандарту. Поляризационная схема  $\text{lin} \perp \text{lin}$ .

осцилляции Рамси, их период определяется интервалом времени между прохождением двух областей взаимодействия атомов с электромагнитным излучением и уменьшается с увеличением этого времени.

Проведенные расчеты подтвердили ряд результатов, известных для сигнала КПН, наблюдаемого в стационарных условиях в газовых ячейках. Наибольшим контрастом характеризуется резонансы для  $D_1$ -линии при использовании поляризационной схемы со скрещенными линейными поляризациями. На рис.2 представлены два резонанса, соответствующие этому случаю. Расчеты выполнены для узкого спектрального интервала, включающего только один из резонансов, показанных на рис.1.

На рис.2 изображены две кривые, соответствующие случаю, когда все атомы в пучке изначально заселяют подуровень  $F_g = 2$  основного состояния. Для другого начального состояния ( $F_g = 1$ ) расчет дает практически такие же результаты. Это состояние, однако, сложнее получить в эксперименте, поэтому в дальнейшем этот случай мы рассматривать не будем.

Чтобы понять, как те или иные параметры атомного пучка и условия наблюдения резонанса влияют на эффективность процесса КПН, рассмотрим вначале случай пучка атомов, имеющих одинаковую скорость и направление движения и выходящих из одной бесконечно малой

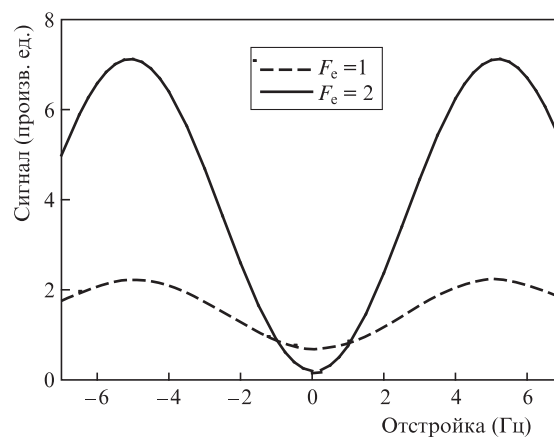


Рис.2. Зависимость сигнала КПН от отстройки частоты двухфотонного резонанса для различных рабочих переходов в  $D_1$ -линии. Остальные параметры те же, что и на рис.1.

области плоскости источника. Задача состоит в определении параметров, обеспечивающих не просто максимум сигнала, а максимум его крутизны, т.е. максимальной скорости увеличения сигнала КПН при увеличении отстройки.

Начнем с анализа влияния магнитного поля. В сигнале Рамси (рис.1) имеется большое число локальных минимумов, каждый из которых может быть выбран для дискриминации частоты. В реальных стандартах частоты в качестве рабочего используется резонанс, наиболее близко расположенный к нулевой отстройке. В рассматриваемом случае имеет место сдвиг, обусловленный эффектом Зеемана. Уменьшение индукции магнитного поля  $B$  до нуля, разумеется, уменьшает величину сдвига до нуля, однако в большинстве схем, использующих эффект КПН, магнитное поле все же используется. Специально созданное продольное магнитное поле позволяет выделить переходы, на которые магнитное поле влияет слабо. В нашем случае это  $F_g = 1, m = 0 \leftrightarrow F_g = 2, m = 0$ , т.е. так называемый 0–0-переход. Сдвиг этого перехода пропорционален  $B^2$ . Соответствующая константа равна 575.15 Гц/Гс<sup>2</sup>. Уменьшение магнитной индукции до нуля нецелесообразно и по другой причине. При точно равной нулю индукции поля имеет место целый ряд резонансов КПН, наблюдающихся на разных парах сверхтонких подуровней. Эти резонансы влияют друг на друга, и в целом влияние может быть негативным, что и иллюстрирует рис.3, на котором центральный резонанс КПН показан для различных значений  $B$ .

На рис.3 хорошо видно, что контраст резонанса при нулевом магнитном поле оказывается существенно меньше. Включение постоянного магнитного поля позволяет улучшить такую характеристику дискриминатора, как крутизна. В то же время наличие поля приводит к сдвигам. Таким образом, результаты, приведенные на рис.3, позволяют определить граничное значение индукции магнитного поля, начиная с которого дальнейшее увеличение  $B$  теряет смысл, поскольку это не приводит к увеличению крутизны дискриминационной характеристики, а приводит только к сдвигам. В дальнейшем все расчеты проведены для  $B = 10$  мГс. При этом значении индукции зеемановский сдвиг частоты становится  $\sim 0.06$  Гц. Уменьшение  $B$  ниже 10 мГс не представляется целесообразным главным образом из-за снижения амплитуды сигнала КПН при малых значениях индукции.

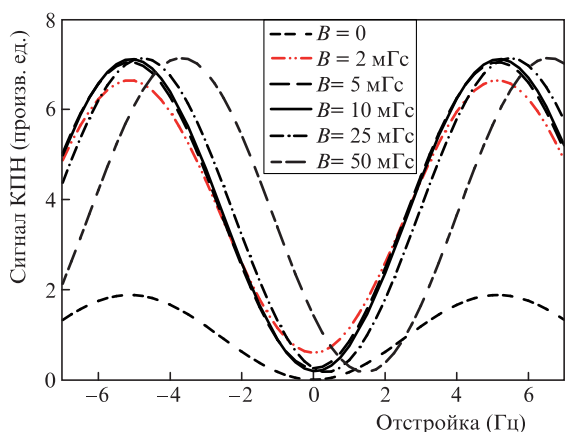


Рис.3. Зависимость сигнала КПН от величины магнитного поля. Остальные параметры те же, что и на рис.1.

Среди остальных параметров установки, от которых зависит параметр качества исследуемого стандарта, есть такие, чье влияние достаточно легко прогнозируемо. К ним относятся расстояние между оптическими полями и скорость атомного пучка. Оба эти параметра позволяют увеличить интервал времени между созданием темного состояния и его регистрацией, что приводит к пропорциональному уменьшению ширины резонанса, которое при остальных разумных параметрах не вызывает уменьшения его амплитуд, и это подтверждается непосредственным расчетом. Ограничения, накладываемые на увеличение размеров системы и уменьшение скорости пучка, носят в основном технический характер.

Зависимости сигнала КПН от интенсивности излучения и размеров атомных пучков являются менее тривиальными. Результаты расчетов приведены на рис.4.

Увеличение интенсивности излучения до  $\sim 10$  мкВт/см<sup>2</sup> приводит к росту амплитуды резонанса (при этом его ширина не изменяется), т.е. к увеличению контраста. Если при заданном размере пучка интенсивность продолжает увеличиваться, начинается насыщение – параметры резонанса практически не изменяются. Заметим, что в этом случае световые сдвиги оказываются очень малыми.

Сигнал КПН слабо зависит от ширины оптических пучков, когда их размеры превышают заданные значения. Ширина определяет пространственную неоднород-

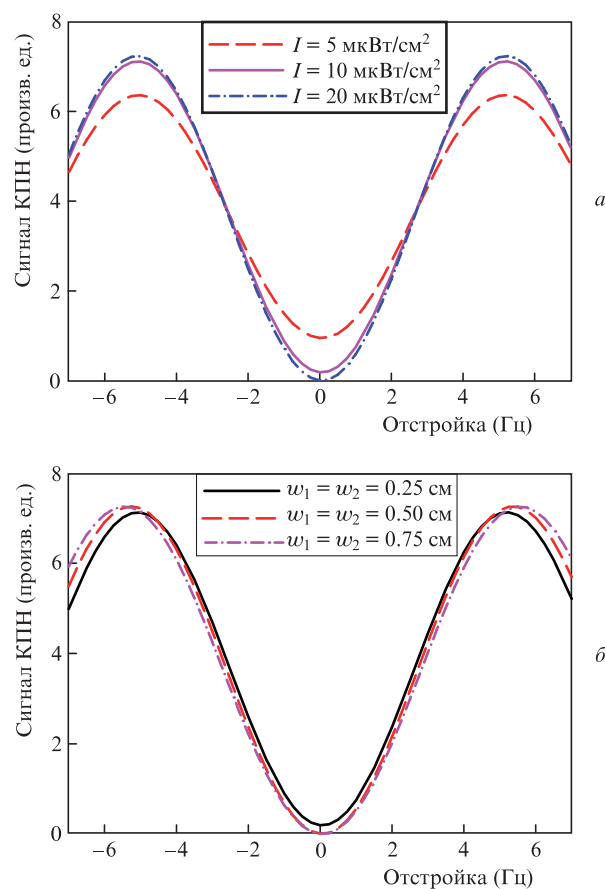


Рис.4. Зависимости сигнала КПН от интенсивности оптического излучения (радиус гауссовых лазерных пучков 0.25 см) (а) и от ширины световых пучков (интенсивность оптического излучения 10 мкВт/см<sup>2</sup>) (б). В обоих случаях скорость атомного пучка 300 см/с, интенсивности обеих спектральных компонент одинаковы,  $B = 10$  мГс, расстояние между оптическими полями 30 см.

ность светового поля, и, если она достаточно велика, все атомы переходят в темное состояния. Дальнейшее увеличение ширины не имеет смысла – здесь также имеет место эффект насыщения.

Приведенные выше результаты позволяют проанализировать влияние различных параметров в случае монохроматического пучка. Это дает возможность лучше понять механизмы формирования сигнала КПН. В реальных экспериментальных установках скорости различных атомов различны. Время нахождения атома в лазерном луче зависит от его скорости. Плотность атомов с разными скоростями также различна. Это обстоятельство сказывается на наблюдаемом сигнале. Более медленные атомы дают больший вклад в сигнал, что является позитивным фактором, обеспечивающим сужение резонанса, по сравнению с пучком, у которого скорость совпадает со средней скоростью немоноскоростного пучка. Наличие атомов, имеющих разные прицельные параметры и разные направления движения, является негативным фактором, уменьшающим амплитуду сигнала. Кроме этого, вклад быстрых атомов, имеющих в немоноскоростном пучке, оказывается ослабленным. В целом, при фиксированном потоке атомов негативные факторы оказываются сильнее. Это видно на рис.5, где приведены две кривые – одна для монохроматического пучка, а вторая – для реальных пучков [15] с радиусом 0.2 см и угловой расходимостью 1/100 рад, имеющих дисперсию скоростей  $\sim 1$  м/с. Распределение атомов по скоростям численно моделировалось в соответствии с результатами, приведенными в работе [16]. Расчет выполнен методом Монте-Карло.

В заключение отметим, что для всех приведенных выше конкретных результатов (рис.1–5) параметры электромагнитного излучения в двух областях взаимодействия с атомным пучком были одинаковы. Одинаковой также выбиралась интенсивность двух спектральных компонент. Это связано с тем, что реально для осуществления метода Рамси используется один лазер, излучение которого модулируется по частоте для получения второй спектральной компоненты. Полученное двухмодовое излучение разделяется на два пучка. Один из них используется для создания, а второй – для детектирования резонанса. Таким образом, параметры всех компонент излу-

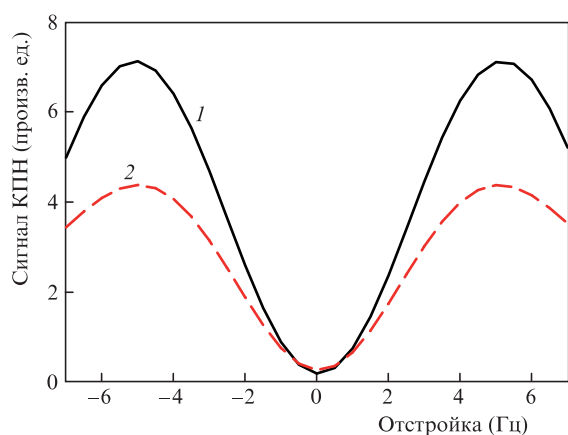


Рис.5. Сравнение резонансов для монохроматического (1) и немоноскоростного атомного пучка (2), имеющего ту же среднюю скорость 300 см/с. Радиус гауссовых лазерных пучков 0.25 см, интенсивности обеих спектральных компонент одинаковы,  $B = 10$  мГс, расстояние между оптическими полями 30 см, радиус атомного пучка 0.2 см, его угловая расходимость 1/100 рад. Интенсивности оптического излучения 10 мкВт/см<sup>2</sup>.

чения одинаковы. Можно, однако, изменить параметры пучков, используя систему коллиматоров, линз, спектральных фильтров и т. п. Имея в виду такие возможности, мы исследовали случаи, когда различны интенсивности двух мод и интенсивности света в разных областях, а также диаметры пучков, создающих резонанс и его регистрирующих. Обнаружить существенное усиление сигнала при этом нам не удалось в силу отмеченного выше эффекта насыщения сигнала КПН.

#### 4. Заключение

В настоящей работе рассчитан сигнал когерентного пленения населенностей в пучке атомов рубидия, возбуждаемый и детектируемый по методу Рамси. В модельном случае монохроматического атомного пучка рассмотрены различные возможные схемы рабочих переходов при использовании линейно поляризованного излучения. Расчеты показали, что, как и в случае наблюдения сигнала КПН в газовой ячейке, в стационарных условиях наиболее контрастные резонансы Рамси получаются для геометрии  $\text{lin} \perp \text{lin}$  при использовании уровня  $F_c = 2$  перехода  $D_1$  в качестве рабочего.

Проведен анализ зависимости параметров резонанса – его амплитуды и ширины – от основных параметров системы. Получено ожидаемое уменьшение ширины резонанса с увеличением времени пролета между оптическими полями – при увеличении расстояния или уменьшении скорости пучка. Проанализировано влияние магнитного поля на крутизну дискриминационной характеристики. Определено значение индукции, начиная с которого дальнейшее увеличение магнитного поля теряет смысл, поскольку не влияет на крутизну, но приводит к сдвигам. При фиксированном времени пролета обнаружен эффект насыщения сигнала. Амплитуда резонанса достигает максимальных значений при сравнительно малых интенсивностях электромагнитных полей (10–20 мкВт/см<sup>2</sup> в зависимости от апертуры пучков) и при легко достижимых размерах световых пучков. Этот эффект может наблюдаться уже при радиусах пучков  $\sim 0.25$ –0.5 см (в зависимости от интенсивности). Дальнейшее увеличение этих параметров не приводит к увеличению амплитуды и слабо влияет на ширину резонанса. Расчет проведен с учетом пространственной неоднородности световых пучков.

Для монохроматического пучка удалось получить «оптимистические» численные оценки достижимой крутизны дискриминационной характеристики. Учет реальной геометрии, в частности конечной ширины атомного пучка, его угловой расходимости и конечной ширины скоростного распределения атомов в пучке, выявил некоторое уменьшение этой крутизны. Оптимизация работы обсуждаемого стандарта с целью достижения наилучшей стабильности частоты должна проводиться как с учетом этих факторов, так и с учетом флуктуаций основных параметров, определяющих величину сигнала – плотности атомного пучка, интенсивности лазера, его фазовых флуктуаций и т. п. При этом необходимо также учитывать ряд технических особенностей предложенного варианта пучкового стандарта. Одной из основных является низкая плотность пучка холодных атомов. При этом регистрация сигнала КПН может быть осуществлена только по наблюдению флуоресценции, а сам сигнал флуоресценции оказывается слабым и должен быть выделен на фоне засветки фотодетектора излучением, рассеянным элемен-

тами конструкции стандарта. Вторая особенность – импульсно-периодической характер модуляции пучка медленных атомов и тормозящего лазерного излучения, что приводит к сильной флуоресценции при пролете плотного потока быстрых атомов, а также к сильному рассеянию тормозящего излучения на этапе приготовления медленного пучка. Все это накладывает ограничения на характер построения схемы регистрации сигнала КПН.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (Госзадание № 3.1446. 2014/К) и Фонда содействия отечественной науке.

1. Agap'ev B.D., Gornyy M.B., Matisov B.G., Rozhdestvenskii Yu. V. *Phys. Usp.*, **36**, 763 (1993).
2. Arimondo E., in *Progress in Optics*. Ed. by E.Wolf (North-Holland: Elsevier, 1996, vol. 35, p. 257).
3. Kitching J., Knappe S., Hollberg L. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 553 (2002).
4. Knappe S., Shah V., Peter D., Schwindt D., Hollberg L., Kitching J., Liew L., Moreland J. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 1460 (2004).
5. Vanier J. *Appl. Phys. B*, **81**, 421 (2005).
6. Ramzey N.F. *Phys. Rev.*, **78** (6), 695 (1950).
7. Thomas J.E., Hemmer P.R., Ezekiel S., Leiby C.C. Jr., Picard R.H., Willis C.R. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 867 (1982).
8. Zanon T., Guerandel S., de Clercq E., Holleville D., Dimarcq N., Clairon A. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 193002 (2005).
9. Pati G., Salit K., Tripathi R., Shahriar M. *Opt. Commun.*, **281**, 4676 (2008).
10. Xi C., Guo-Qing Y., Jin W., Ming-Sheng Z. *Chin. Phys. Lett.*, **27**, 113201 (2010).
11. Esnault F.-X., Blanshan E., Ivanov E. N., Scholten R. E., Kitching J., Donley E.A. *Phys. Rev. A*, **88**, 042120 (2013).
12. Xiao Y., Novikova I., Phillips D.F., Walsworth R.L. *Opt. Express*, **16**, 14218 (2008).
13. Breschi E., Kazakov G., Schori C., et al. *Phys. Rev. A*, **82**, 063810 (2010).
14. Казаков Г.А., Литвинов А.Н., Матисов Б.Г. *Квантовая электроника*, **42**, 185 (2012).
15. Zholnerov V.S., Vershovskiy A.K., Rozhdestvenskiy Yu.V. *Proc. Europ. Frequency and Time Forum* (Gothenburg, Sweden, 2012, p. 20).
16. Вершовский А.К., Жолнеров В.С., Рождественский Ю.В., Харчев О.П. Патент RU 2490836 C1 от 20.08.2013.
17. Sokolov I.M., Kupriyanov D.V., Olave R.G., Havey M.D. *J. Mod. Opt.*, **57**, 1833 (2010).
18. Fofanov Ya.A., Kuraptsev A.S., Sokolov I.M., Havey M.D. *Phys. Rev. A*, **84**, 053811 (2011).
19. Kuraptsev A.S., Sokolov I.M. *Phys. Rev. A*, **90**, 012511 (2014).
20. Jau Y.-Y., Miron E., Post A.B., Kuzma N.N., Happer W. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 160802 (2004).
21. Taichenachev A.V., Yudin V.I., Velichansky V.L., Zibrov S.A. *Письма в ЖЭТФ*, **82** (7), 449 (2005).
22. Kazakov G.A., Matisov B.G., Mazets I.E., et al. *Phys. Rev. A*, **72**, 063408 (2005).