

Переходные процессы при динамическом возбуждении резонанса когерентного пленения населенностей*

С.А.Хрипунов, Д.А.Раднатаров, С.М.Кобцев, В.И.Юдин, А.В.Тайченачев, М.Ю.Басалаев, М.В.Балабас, В.А.Андрюшков, И.Д.Попков

Впервые показано, что при динамическом возбуждении резонанса когерентного пленения населенностей в парах Rb с частотой модуляции разности частот бихроматического излучения накачки от нескольких десятков герц и выше резонанс существенно деформируется в результате возникающих осцилляций интенсивности излучения, прошедшего через ячейку с парами Rb. Значительное изменение формы резонанса при его динамическом возбуждении подтверждено экспериментально и теоретически. Качественно обсуждено возможное влияние выявленного изменения формы резонанса когерентного пленения населенностей на стабильность атомных часов.

Ключевые слова: резонанс когерентного пленения населенностей, атомные часы, динамическое возбуждение атомной системы, переходные процессы в атомной системе.

1. Введение

Для получения резонанса когерентного пленения населенностей (КПН) в трехуровневой атомной Λ -системе используется модуляция разности частот бихроматического поля оптической накачки [1]. Увеличение частоты модуляции до некоторого оптимального значения (порядка нескольких килогерц [2–4]) позволяет улучшить отношение сигнал/шум и стабильность атомных часов, использующих этот резонанс. С другой стороны, известно, что при динамическом возбуждении резонанса КПН с характерными временами, меньшими времени когерентного взаимодействия атомов с излучением накачки [5], наблюдаются существенные изменения амплитуды резонанса [6] и на заднем фронте сигнала при регистрации резонанса появляются осцилляции вследствие биений между полем накачки и релаксирующим полем, излучаемым атомным переходом [6–8]. В предельном случае динамического возбуждения – при ступенчатом изменении разности частот излучения накачки – такие осцилляции имеют гармонический характер и их частота в точности равна

* Доложена на Пятом российско-китайском симпозиуме по лазерной физике и фотонике (RCWLP & P, Новосибирск, 26–30 августа 2015 г.).

С.А.Хрипунов, Д.А.Раднатаров, С.М.Кобцев, В.А.Андрюшков, И.Д.Попков. Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: khripunovsa@gmail.com

В.И.Юдин, М.Ю.Басалаев. Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский технический государственный университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. К. Маркса, 20

А.В.Тайченачев. Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3

М.А.Балабас. Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 119034 Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9

Поступила в редакцию 7 декабря 2015 г., после доработки – 1 марта 2016 г.

отстройке разности частот бихроматического излучения накачки от частоты сверхтонкого перехода основного состояния активных атомов [7, 8]. На основе этого явления может быть реализован стандарт частоты, принцип действия которого состоит в измерении частоты осцилляций и сравнении ее с частотой сверхтонкого перехода [8, 9].

При плавном динамическом изменении разности частот бихроматического излучения накачки осцилляции на заднем фронте сигнала при регистрации резонанса КПН имеют явно выраженный ангармонический характер [5]. Однако до настоящего времени оставалось неисследованным проявление этих осцилляций в широком частотном диапазоне изменения указанной разности частот, а также было неясно, как они могут влиять на центральную часть резонанса КПН и, следовательно, на стабильность атомных часов.

В настоящей работе впервые экспериментально и теоретически исследованы переходные процессы при динамическом возбуждении резонанса КПН на Λ -переходе D_1 -линии ^{87}Rb ($F_g = 1, 2 \rightarrow F_e = 2$) в широком частотном диапазоне изменения разности частот бихроматического излучения накачки, а также показано влияние релаксирующих осцилляций, возникающих на заднем фронте сигнала при регистрации резонанса КПН, на форму резонанса.

2. Теоретическая модель

Теоретическое исследование процесса формирования резонанса КПН осуществлялось с использованием упрощенной модели – трехуровневой системы Λ -типа в бихроматическом поле (рис.1). Динамика формирования резонанса КПН изучалась с помощью уравнений для атомной матрицы плотности, которые в резонансном приближении имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = -[\Gamma_0 + i(\delta_2 - \delta_1)]\rho_{21} - i\Omega_1\rho_{23} + i\Omega_2^*\rho_{31},$$

$$\frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} = -(\gamma_{\text{opt}} + i\delta_1)\rho_{31} + i\Omega_1(\rho_{11} - \rho_{33}) + i\Omega_2\rho_{21},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{32}}{\partial t} &= -(\gamma_{\text{opt}} + i\delta_2)\rho_{32} + i\Omega_2(\rho_{22} - \rho_{33}) + i\Omega_1\rho_{12}, \\ \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= \frac{\gamma_{\text{sp}}}{2}\rho_{33} + \frac{\Gamma_0}{2}\text{tr}[\hat{\rho}] - \Gamma_0\rho_{11} - i\Omega_1\rho_{13} + i\Omega_1^*\rho_{31}, \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= \frac{\gamma_{\text{sp}}}{2}\rho_{33} + \frac{\Gamma_0}{2}\text{tr}[\hat{\rho}] - \Gamma_0\rho_{22} - i\Omega_2\rho_{23} + i\Omega_2^*\rho_{32}, \\ \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} &= -(\gamma_{\text{sp}} + \Gamma_0)\rho_{33} + i\Omega_1\rho_{13} + i\Omega_2\rho_{23} - i\Omega_1^*\rho_{31} - i\Omega_2^*\rho_{32}, \\ \rho_{12} &= \rho_{21}^*, \quad \rho_{13} = \rho_{31}^*, \quad \rho_{23} = \rho_{32}^*, \\ \text{tr}[\hat{\rho}] &= \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\Omega_{1,2}$ – частоты Раби; γ_{sp} – скорость спонтанного распада верхнего уровня [3]; γ_{opt} – общая скорость декогерентизации оптических переходов $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, Γ_0 – скорость релаксации на нижних энергетических уровнях $|1\rangle$ и $|2\rangle$ к равновесному изотропному состоянию $(|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2|)/2$; $\delta_k = \omega_k - \omega_{3k}$ ($k = 1, 2$) – отстройка частоты k -го поля от частоты соответствующего резонансного перехода. Для решения системы уравнений (1) использовался метод, подробно описанный в нашей работе [10], который позволяет рассчитать периодическое стационарное состояние без рассмотрения задачи с начальными условиями и без использования преобразования Фурье.

На рис.2,б приведена расчетная зависимость интенсивности излучения, прошедшего через ячейку с парами рубидия, от времени при ступенчатом возбуждении резонанса КПН (рис.2,в). Видно, что ступенчатое возбуждение резонанса КПН ведет к формированию затухающих осцилляций с постоянным периодом (рис.2,а), что согласуется с результатами работы [8]. В случае изменения разности частот бихроматического излучения накачки плавным образом по периодическому закону (рис.2,е) осцилляции интенсивности излучения, прошедшего через ячейку, имеют ангармонический характер (рис.2,з), что согласуется с результатами работы [5].

На рис.3 приведены расчетные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ячейку с парами ру-

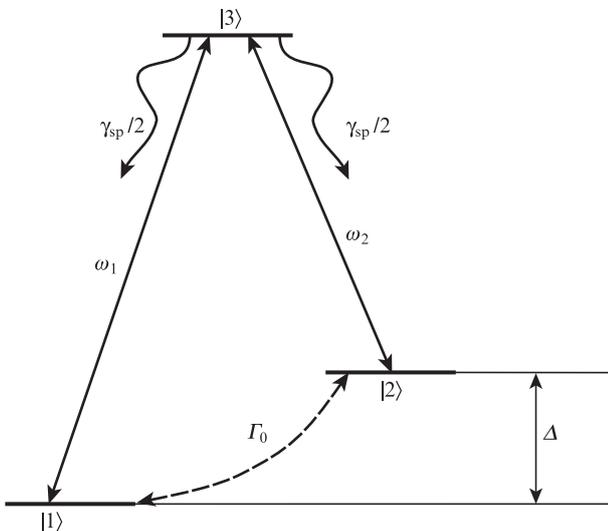


Рис.1. Трехуровневая система Л-типа в бихроматическом поле.

бидия, при разных частотах гармонического возбуждения резонанса КПН. Для того чтобы сравнить на одном рисунке характер осцилляций, частоты которых могут различаться на два порядка, по оси абсцисс отложена фаза сигнала модуляции при разных частотах модуляции. Из рис.3 видно, что при изменении частоты возбуждения от 4 до 400 Гц существенно изменяются не только осцилляции на заднем фронте сигнала при регистрации резонанса КПН, но и центральная часть резонанса КПН – с увеличением частоты возбуждения ее амплитуда падает, ширина растет, передний фронт сигнала при регистрации резонанса становится более пологим по сравнению с его задним фронтом. Отметим, что осцилляции на заднем фронте сигнала при регистрации резонанса КПН начинают про-

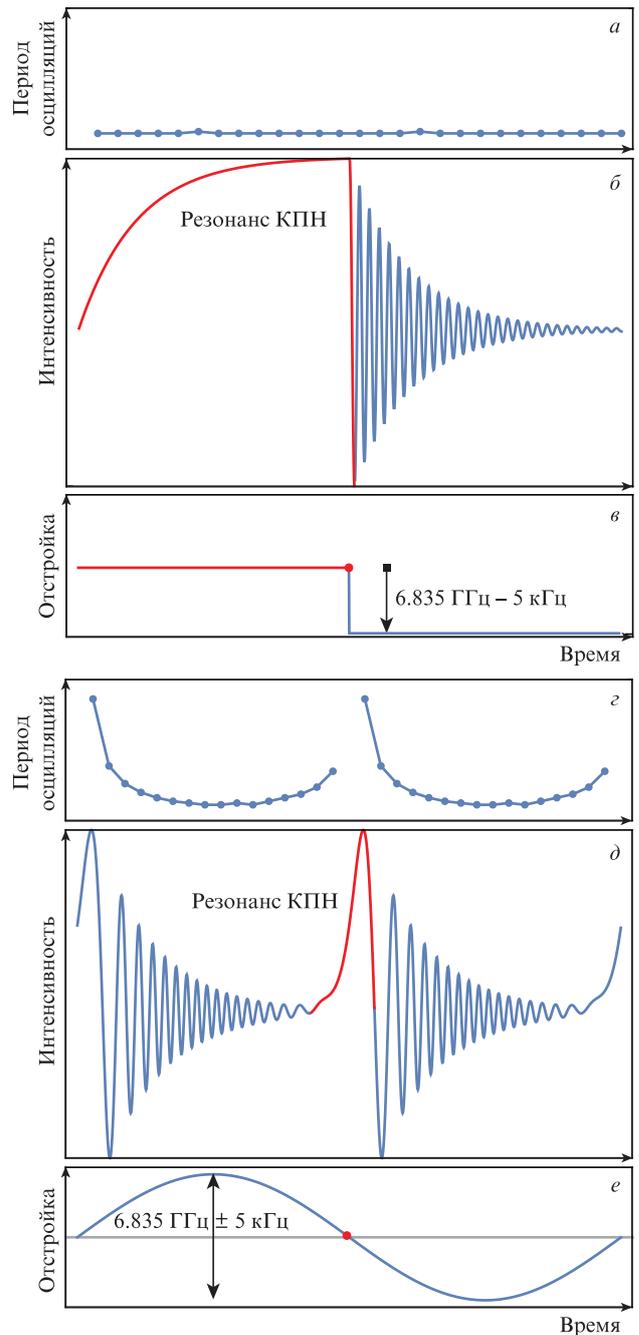


Рис.2. Расчетные временные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ячейку с парами Rb, при ступенчатом (а–в) и гармоническом (з–е) возбуждении резонанса КПН.

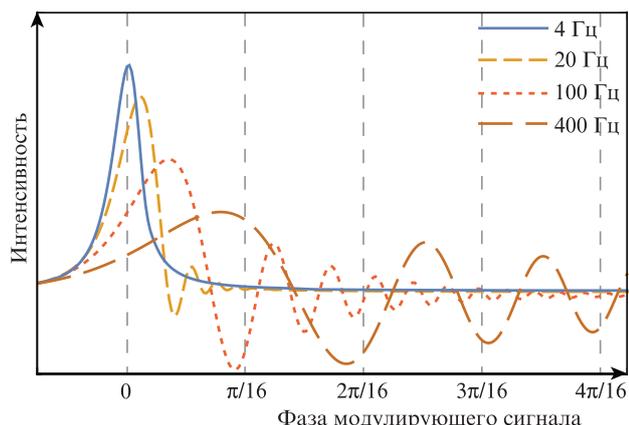


Рис.3. Расчетные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ячейку, от фазы сигнала модуляции при разных частотах модуляции.

являться при частотах в несколько десятков герц, а при дальнейшем увеличении частоты эти осцилляции заметно деформируют резонанс КПН. При малых частотах модуляции (единицы герц) форма резонанса описывается функцией Лоренца, что соответствует стационарному случаю [11].

3. Эксперимент

Экспериментальные исследования переходных процессов при динамическом возбуждении резонанса КПН проводились на установке, схема которой приведена на рис.4. Ток полупроводникового одночастотного лазера накачки с вертикальным резонатором (VCSEL) модулировался с частотой 3.417 ГГц, полученной с помощью синтезатора частот (Phase Matrix) и опорного кварцевого генератора (ОКГ, 10 МГц), что приводило к появлению в спектре излучения лазера двух боковых частот, отстроенных от центральной частоты излучения лазера на ±3.417 ГГц. Разность этих боковых частот соответствовала частоте перехода между уровнями сверхтонкого расщепления основного состояния ⁸⁷Rb. Для получения резонанса КПН разность боковых частот модулировалась с частотой, которая могла изменяться в диапазоне 0.1–400 Гц и амплитудой 2 кГц. Поляризация излучения лазера была преобразована из линейной в круговую при помощи пластинки λ/4. Пучок излучения накачки мощностью 100 мкВт и диаметром 0.4 мм проходил сквозь сферическую оптическую ячейку диаметром 13 мм с парами

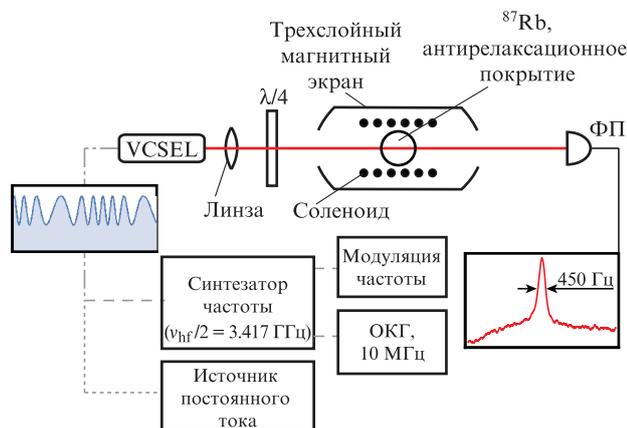


Рис.4. Схема экспериментальной установки.

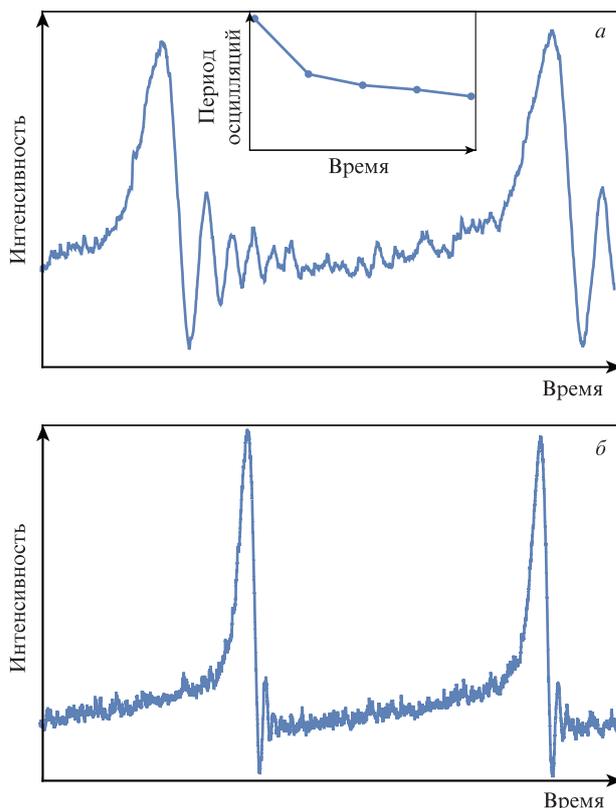


Рис.5. Экспериментальная зависимость от времени интенсивности излучения, прошедшего через ячейку с парами рубидия, при частоте модуляции 100 (а) и 20 Гц (б).

⁸⁷Rb и с антирелаксационным покрытием внутренней поверхности ячейки, и его мощность на выходе регистрировалась фотоприемником (ФП). Лазер накачки и оптическая ячейка были термостабилизированы, нестабильность их температуры не превышала 10⁻³ °С. Для защиты от внешнего магнитного поля оптическая ячейка была помещена в трехслойный магнитный экран. Электронное управление режимами работы модулей экспериментальной установки осуществлялось при помощи системы PXI National Instruments.

При относительно медленном (с частотами в диапазоне 0.1–4 Гц) возбуждении резонанса КПН наблюдался резонанс шириной 450 Гц, не имеющий осцилляций на заднем фронте. При увеличении частоты возбуждения в регистрируемой временной зависимости интенсивности излучения (рис.5) появлялись осцилляции, характер которых хорошо коррелировал с расчетными кривыми, приведенными на рис.3.

4. Заключение

Проведенные исследования выявили характерный диапазон (10–20 Гц) частот модуляции разности частот бихроматического излучения накачки, в котором начинают возникать осцилляции интенсивности излучения на заднем фронте сигнала при регистрации резонанса КПН. При дальнейшем увеличении частоты модуляции переходные процессы квантовой системы усиливаются, что проявляется в увеличении осцилляций. Они приводят к увеличению крутизны заднего фронта резонанса по сравнению с его передним фронтом и к уменьшению амплитуды резонанса КПН, что подтверждается нашим модели-

рованием и полученными экспериментальными данными. Значительная деформация формы резонанса КПН при увеличении частоты модуляции разности частот бихроматического излучения накачки ограничивает частоту модуляции некоторым оптимальным значением, при котором достигается наилучшая стабильность квантового стандарта частоты на основе резонанса КПН [2–4]. Эта оптимальная частота модуляции является следствием компромисса между улучшением отношения сигнал/шум и уширением резонанса КПН, которые происходят одновременно при увеличении частоты модуляции. Таким образом, в настоящей работе впервые показано, что переходные процессы, проявляющиеся в уменьшении амплитуды резонанса КПН и в возникновении релаксирующих осцилляций на заднем фронте сигнала при регистрации резонанса КПН, приводят к деформации формы резонанса КПН, причем с увеличением частоты модуляции разности частот бихроматического излучения накачки эта деформация становится более существенной.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (гранты № 14.В25.31.0003, 3.162.2014/К, №2014/139), РФФИ

(гранты № 16-32-00899, 16-32-00127, 16-32-60050, 15-02-08377, 15-32-20330), программы ТОП-100 НГУ.

1. Alzetta G., Gozzini A., Moi L., Orriols G. *Nuovo Cimento B*, **36**, 5 (1976).
2. Ben-Aroya I., Kahanov M., Eisenstein G. *Opt. Express*, **15**, 15060 (2007).
3. Mikhailov E.E., Horrom T., Belcher N., Novikova I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, 417 (2010).
4. Khripunov S., Radnatarov D., Kobtsev S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **9378**, 93780A (2015).
5. Shwa D., Katz N. *Phys. Rev. A*, **90**, 023858 (2014).
6. Chen H.X., Durrant A.V., Marangos J.P., Vaccaro J.A. *Phys. Rev. A*, **58**, 1545 (1998).
7. Park S.J., Cho H., Kwon T.Y., Lee H.S. *Phys. Rev. A*, **69**, 023806 (2004).
8. Guo T., Deng K., Chen X., Wang Z. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 151108 (2009).
9. Wang Z., Zhao J., Zhao X., Liu L., Zhuang Y., Li D. *Proc. 2015 Joint Conf. of the IEEE Int. Frequency Control Symp. & the European Frequency and Time Forum* (Denver, 2015, pp. 465–470).
10. Yudin V.I., Taichenachev A.V., Basalaev M.Y. *Phys. Rev. A*, **93**, 013820 (2016).
11. Knappe S., Hollberg L., Kitching J. *Opt. Lett.*, **29**, 388 (2004).