

01;02;07

## Новый метод возбуждения высококонтрастного темного резонанса на $D_2$ -линии в парах $^{87}\text{Rb}$

© Г.А. Казаков, Б.Г. Матисов, Ж. Дельпорт, Г. Милети

ГОУ С.-Петербургский государственный политехнический университет,  
Россия

E-mail:kazakov@quark.stu.neva.ru

Национальный центр космических исследований,

авеню Белин 18, Тулуза, 31401, Франция

Кантональная обсерватория Невшателя,

ул. Дель Обсерваторе, 58, CH-2000, Невшатель, Швейцария

Поступило в Редакцию 9 марта 2005 г.

Предложен новый метод улучшения параметров темного резонанса на  $D_2$ -линии в парах  $^{87}\text{Rb}$ , основанный на использовании оптической накачки. В качестве накачки используется двухчастотное линейно поляризованное лазерное излучение, направление распространения которого перпендикулярно пробному полю, распространяющемуся вдоль ячейки с парами атомов рубидия. Показано, что накачка приводит к существенному улучшению параметров темного резонанса по сравнению с циркулярно поляризованным полем. Качественные рассуждения подтверждаются численными расчетами.

Квантовые стандарты частоты сейчас приобретают все большее значение в различных научных и инженерных приложениях. В последнее время наблюдается значительный всплеск интереса, связанный с возможностью создания атомных часов на основе эффекта когерентного пленения населенностей (КПН).

Эффект КПН атомов при взаимодействии с резонансным полем хорошо известен (см. обзор [1] и цитированную там литературу). Усилия, направленные на создание атомных часов на основе КПН в ячейке с парами щелочных металлов, предпринимаются разными научными группами [2–4]. Главное преимущество подобных атомных часов заключается в том, что соответствующий эталонный переход возбуждается чисто оптическими методами, что позволяет создавать компактные приборы с низким энергопотреблением за счет отсутствия

СВЧ-резонатора. При этом возникает ряд задач, связанных с оптимизацией параметров сигнала (амплитуда, ширина, контраст и крутизна амплитудно-частотной характеристики). В настоящей работе предложен новый метод, позволяющий существенно улучшить характеристики сигнала. Метод основан на использовании двухчастотной оптической накачки для аккумуляции атомов на рабочих подуровнях.

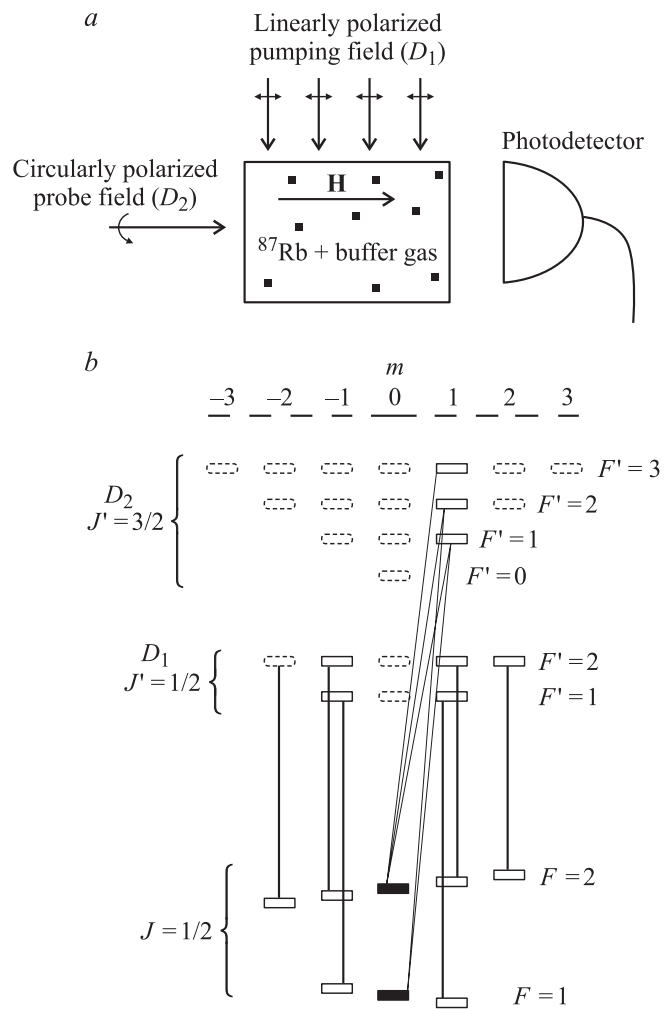
В атомных часах рабочими подуровнями являются зеемановские подуровни с проекцией момента  $m = 0$  на двух сверхтонких компонентах основного состояния в атомах щелочных металлов, а переход между этими подуровнями принято называть эталонным. В атоме  $^{87}\text{Rb}$  рабочими являются подуровни  $|1\rangle = |F = 1, m = 0\rangle$  и  $|2\rangle = |F = 2, m = 0\rangle$  (рис. 1). Когерентность между ними формируется за счет двухфотонных рамановских переходов, индуцированных циркулярно поляризованным коррелированным двухчастотным излучением (с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ ). При этом обычно используются однонаправленные бегущие волны, а спектроскопическим сигналом является поглощение в зависимости от разности частот  $(\omega_1 - \omega_2)$ . Когда разность сканируется вблизи частоты  $\Delta_{hfs}$  сверхтонкого расщепления в основном состоянии, то наблюдается узкий провал в поглощении (темный резонанс), ширина которого определяется скоростью релаксации когерентности в основном состоянии и параметрами поля.

Одним из основных параметров, определяющих стабильность атомных часов (стандартов частоты), является крутизна  $S$  амплитудно-частотной характеристики [5–8]:

$$S = \left| \frac{d^2 I}{d\Omega^2} \right|_{\Omega=0},$$

где  $I$  есть ток фотодетектора,  $\Omega = (\Delta_{hfs} - (\omega_1 - \omega_2)) / 2$  — двухфотонная расстройка. По порядку величины крутизна составляет отношение амплитуды резонанса к квадрату его ширины [6].

При разработке квантовых стандартов частоты большое внимание уделяется нахождению оптимальных условий работы прибора, при которых крутизна максимальна. Одним из способов оптимизации является выбор схемы возбуждения. У атома щелочного металла, взаимодействующего с однонаправленным циркулярно поляризованным полем, всегда существует холостой уровень (так называемый „карман“), который является зеемановским подуровнем основного состояния с максимальной (для  $\sigma^+$ -поляризации лазерного поля) или минимальной (для  $\sigma^-$ -поляризации лазерного поля) проекций магнитного момента.



**Рис. 1.** Схема взаимодействия атомов  $\text{Rb}^{87}$  с лазерными полями: *a* — пространственная конфигурация ячейки и полей; *b* — схема индуцированных оптически полями переходов в атоме  $^{87}\text{Rb}$ . Рабочие подуровни основного состояния обозначены черными прямоугольниками. Переходам, индуцированным полем накачки, соответствуют вертикальные линии, а переходам, индуцированным пробным  $\sigma^+$ -поляризованным полем, — наклонные линии.

Атомы, накапливаясь в „кармане“, выпадают из процесса формирования когерентности между рабочими подуровнями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  (отсутствует цикличность взаимодействия), что приводит к резкому уменьшению амплитуды (т.е. разности поглощения в ячейке в отсутствие двухфотонного резонанса и поглощения при выполненном условии двухфотонного резонанса) и контраста (т.е. отношения амплитуды к полному поглощению вдали от резонанса).

Одним из способов решения данной проблемы является использование встречных световых волн с противоположной циркулярной поляризацией [4]. В этом случае указанный выше холостой уровень отсутствует, но при этом наблюдается существенная пространственная периодическая вариация амплитуды резонанса с периодом  $\pi/(k_1 - k_2)$ , где  $k_j = 2\pi/\lambda_j$  — волновое число поля с частотой  $\omega_j$ . Эта вариация обусловлена разностью длин  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  волн для различных частотных компонент. Так, например, для атомов  $^{87}\text{Rb}$  период составляет  $\pi/(k_1 - k_2) \approx 2\text{ см}$ . Поэтому в ячейке размером  $L \geq \pi/(k_1 - k_2)$  из-за пространственного усреднения не наблюдается резкого увеличения амплитуды темного резонанса. В маленькой же ячейке размером  $L \ll \pi/(k_1 - k_2)$  важную роль играют процессы релаксации на стенках. Для уменьшения их влияния увеличивают давление буферного газа (150 Torr при объеме ячейки  $12\text{ мм}^3$ , см. [9]), что приводит к снижению амплитуды резонанса и резкому увеличению его ширины. Данная схема возбуждения позволяет добиться лишь небольшого увеличения амплитуды по сравнению с циркулярно поляризованными волнами (примерно в 1.4 раза [9]).

Для обеспечения цикличности взаимодействия и увеличения амплитуды, контраста и крутизны резонанса нами предлагается новый метод, основанный на использовании двухчастотной оптической накачки (рис. 1). Положим, что на атомы  $^{87}\text{Rb}$  в ячейке действует двухкомпонентное  $\pi$ -поляризованное лазерное поле (поле накачки, рис. 1, *a*)

$$\mathbf{E}_{\text{pump}} = \frac{\mathbf{e}}{2} \left( E_3 \exp[i(k_3x - \omega_3t)] + E_4 \exp[i(k_4x - \omega_4t)] \right) + c.c.,$$

одна из компонент которого настроена в резонанс с переходом  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ , а другая — в резонанс с переходом  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$  ( $D_1$  — линия, рис. 1, *b*). В этом случае индуцированных переходов с рабочих уровней  $|F = 1, m = 0\rangle$  и  $|F = 2, m = 0\rangle$  не будет, так как равны нулю коэффициент Клебша–Гордана  $C_{1010}^{10}$

и  $C_{2010}^{20}$ , входящие в соответствующие матричные элементы оператора дипольного момента. В результате, благодаря спонтанным переходам и переходам, индуцированным полем накачки, все атомы будут аккумуляроваться на рабочих подуровнях  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ . Отметим также, что компоненты поля накачки могут быть некоррелированными.

Если теперь включить слабое (по сравнению с полем накачки) двухкомпонентное  $\sigma^+$ -поляризованное поле (пробное поле, рис. 1, *a*)

$$\mathbf{E}_{probe} = \frac{\mathbf{e}_{+1}}{2} \left( E_1 \exp[i(k_1 z - \omega_1 t)] + E_2 \exp[i(k_2 z - \omega_2 t)] \right) + c.c.,$$

где

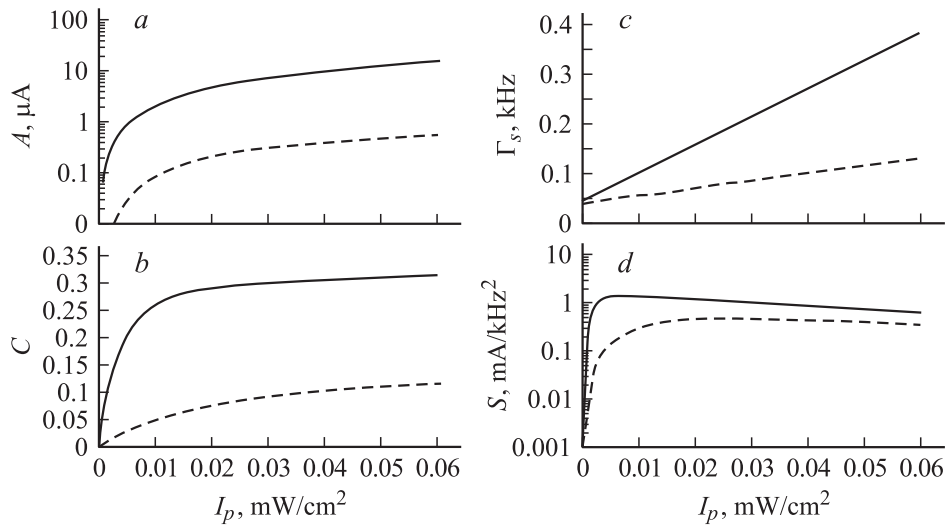
$$\mathbf{e}_{+1} = -\frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y),$$

настроенное в резонанс с переходами с основного состояния на возбужденное состояние с  $J' = 3/2$  (рис. 1, *b*), и сканировать разность частот вблизи частоты  $\Delta_{hfs}$ , то будет наблюдаться темный резонанс, имеющий существенно большие амплитуду и контраст, чем в отсутствие накачки. Это обеспечивается тем, что в нашем случае все атомы находятся на рабочих подуровнях.

Нами проведены численные расчеты параметров темного резонанса для атомов  $^{87}\text{Rb}$  в ячейке с буферным газом (10 Torr), находящейся при комнатной температуре. При этом учитывалась реальная сверхтонкая и зеемановская структуры энергетических уровней, а также эффекты оптической накачки, обусловленные радиационной релаксацией. Также было учтено, что из-за доплеровского уширения отсутствует спектральное разрешение сверхтонких компонент второго возбужденного состояния  $|J' = 3/2\rangle$  (рис. 1, *b*).

В результате расчетов получены значения амплитуды  $A$ , контраста  $C$ , ширины  $\Gamma_s$  и крутизны  $S$  в зависимости от интенсивности  $I_P$  пробного поля, представленные на рис. 2. Для сравнения здесь же приведены результаты вычисления тех же параметров для циркулярно поляризованного поля на  $D_1$ -линии без оптической накачки. Видно, что использование неколлинеарной оптической накачки ведет к существенному увеличению контраста (до 32% вместо 12% для  $\sigma^+$ ), амплитуды и крутизны темного резонанса.

Расчеты для неколлинеарной оптической накачки соответствуют случаю, когда компоненты пробного поля настроены вблизи резонанса с переходами между уровнями  $|F = 1, J = 1/2\rangle \rightarrow |F' = 2, J' = 3/2\rangle$



**Рис. 2.** Зависимость амплитуды (а), контраста (б), ширины (с) и крутизны (д) темного резонанса от интенсивности пробного поля. Сплошная линия соответствует схеме с неколлинеарной пробному полю лазерной накачкой интенсивностью  $I_0 = 20 \text{ mW}/\text{cm}^2$  (при этом на рабочих подуровнях находится не менее 90% атомов), пунктирная линия — взаимодействие атомной системы с  $\sigma^+$ -поляризованной пробной волной на  $D_1$ -линии без оптической накачки.

и  $|F = 2, J = 1/2\rangle \rightarrow |F' = 2, J' = 3/2\rangle$  (в других случаях результаты хуже). Скорость поперечной релаксации в основном состоянии  $\Gamma = 2 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$ ; интенсивности обеих компонент как пробного поля, так и поля накачки полагались равными.

Из графиков видно, что максимальная крутизна достигается при интенсивности  $I_p$  пробного поля, равной  $0.01 \text{ mW/cm}^2$ , и слабо меняется при изменении  $I_p$  в пределах  $0.005\text{--}0.015 \text{ mW/cm}^2$ . При дальнейшем увеличении  $I_p$  начинается резкий рост ширины  $\Gamma_s$  сигнала при умеренном росте контраста, а при уменьшении интенсивности практически прекращается уменьшение ширины, которая тогда в основном определяется величиной  $\Gamma$ .

Расчет по формулам из [7,8] кратковременной стабильности  $\sigma_y$  квантового стандарта частоты, основанного на предложенной схеме, показывает, что в ячейке объемом около  $10 \text{ cm}^3$  при оптимальной крутизне  $\sigma_y \leq 10^{-13}/\sqrt{\tau}$ .

Данное исследование поддержано грантом INTAS–CNES 03–53–5175 и грантом Министерства образования и науки РФ УР.01.01.287.

## Список литературы

- [1] Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. и др. // УФН. 1993. Т. 163. В. 9. С. 1–36.
- [2] Kitching J., Knapp S., Vukicevic N. et al. // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2000. V. 49. P. 1313–1317.
- [3] Merima M., Lindvall T., Tittonen I. et al. // JOSA. 2003. V. 20. P. 273–279.
- [4] Тайченачев А.В., Юдин В.И., Величанский В.Л. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. В. 4. С. 265–270.
- [5] Горный М.Б., Матисов Б.Г. // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28. В. 9. С. 1783–1787.
- [6] Горный М.Б., Матисов Б.Г. // ЖТФ. 1984. Т. 54. В. 10. С. 1881–1889.
- [7] Горный М.Б., Матисов Б.Г., Смирнова Г.М. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 4. С. 740–746.
- [8] Vanier J., Audoin C. The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards. Adam Hilger, Bristol, UK, 1989. 1567 с.
- [9] Kargapol'tsev S.V., Kitching J., Hollberg L. et al. // Laser Phys. Lett. 2004. V. 1. N 10. P. 495–499.