

НЕВОЗМУЩАЮЩЕЕ КВАНТОВОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ЧИСЛА ФОТОНОВ В МИКРОРЕЗОНАТОРЕ

Ю.П.Малакян, Д.М.Петросян

*Институт физических исследований Национальной Академии Наук Армении
378410 Аштарак-2, Армения*

Поступила в редакцию 23 мая 1997 г.

Предлагается новая схема для невозмущающего квантового измерения числа и статистики фотонов в микроволновом резонаторе на основе интерферометрии сильно управляемых V -атомов, которые дисперсионно взаимодействуют с модой резонатора на другом переходе.

PACS: 42.50.-p

1. В настоящей работе мы предлагаем новую схему для невозмущающего квантового измерения числа фотонов в микрорезонаторе, основанную на интерферометрии V -атомов, которые дисперсионно взаимодействуют с модой резонатора на переходе $1 \rightarrow 3$ (рис.1) и управляются когерентным полем на смежном переходе $1 \rightarrow 2$. Мы показываем, что внутри резонатора одетые состояния системы "атом+когерентное поле" испытывают различные сдвиги фаз, которые индуцируются квантовым полем и, следовательно, зависят от числа фотонов в n в резонаторе. При выполнении соответствующих условий n не меняется за время пролета атомов через резонатор. В то же время фазовые сдвиги приводят к наблюдаемым эффектам в распределении атомов, покидающих резонатор в состоянии 1 и 2, что дает возможность измерить число фотонов резонаторного поля, не меняя его значения. Зависимость населенностей атомных уровней от фазовых сдвигов возникает благодаря неадиабатическому включению и выключению управляющего поля на входе и выходе из резонатора, что приводит к сильному перемешиванию одетых состояний или к рамзеевской интерференции. Ранее невозмущающее измерение малого числа фотонов в резонаторе обсуждалось в [1-3], причем для наблюдения дисперсионного сдвига фаз нерезонансных ридберговских атомов в работах [1,2] рассматривалась схема рамзеевской интерферометрии в разнесенных друг от друга осциллирующих полях. В нашем случае в течение всего пролета через резонатор атом одновременно взаимодействует как с модой резонатора, так и с рамзеевским полем, что близко к экспериментальной ситуации в микрорезонаторах [4]. Заметим, что именно в этих экспериментах была недавно наблюдаена интерференция рамзеевского типа, вызванная неадиабатическим перемешиванием верхнего и нижнего состояний двухуровневого ридберговского атома.

2. Рассмотрим взаимодействие V -атома с полем одномодового резонатора на частоте ω_c , отстроенной от частоты атомного перехода $1 \rightarrow 3$ на величину $\Delta_c = \omega_{31} - \omega_c \neq 0$. Атом управляется внешним классическим полем E на частоте $\omega_1 = \omega_{21}$ (рис.1а), внутрирезонаторная частота Раби которого равна $\Omega_0 = g_0 E / \delta_c$ [5,6], где g_0 - константа связи атома с электромагнитным полем на переходе $1 \rightarrow 2$, а $\delta_c = \omega_c - \omega_1$ - расстройка поля E от резонатора. Резонаторы с тремя отверстиями для влета и вылета атомов и для инъекции внешнего поля были недавно использованы в экспериментах [7].

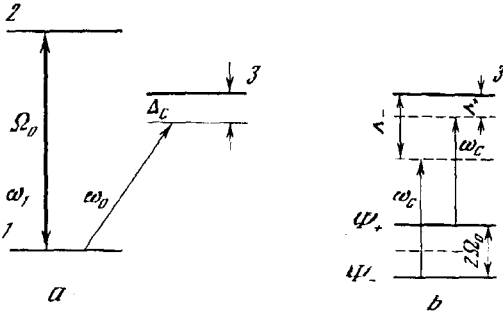


Рис.1. Конфигурация уровней V-атома в базисе голых (а) и одетых (б) состояний системы; Ω_0 – частота Раби управляющего поля

Предположим сначала, что резонаторная мода находится в фоковском состоянии с числом фотонов n . Очевидно, что взаимодействие с атомом не меняет n , если обе расстройки Δ_c и δ_c настолько велики, что при пролете атома через резонатор поглощением фотонов на обоих переходах $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$ можно пренебречь. Внутри резонатора образуется пара одетых состояний системы "атом+классическое поле" $|\Psi_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle \pm |2\rangle)$, которые отстоят друг от друга на величину штарковского расщепления $2\Omega_0$ (рис.1б). В работе [6] было показано, что скорости перехода атома из $|\Psi_{\pm}\rangle$ на уровне 3 с поглощением одного резонаторного фотона соответственно равны

$$\Gamma_{\pm} = \frac{g_1^2 k n}{k^2 + \Lambda_{\pm}^2}. \quad (1)$$

Здесь g_1 – константа связи атома с электромагнитным полем на переходе $1 \rightarrow 3$, k – скорость затухания числа фотонов в резонаторе: $k \ll \Omega_0$, а $\Lambda_{\pm} = \pm\Omega_0 - \Delta_c$. Если время пролета атома через резонатор равно T , то условие дисперсионного взаимодействия на переходе $1 \rightarrow 3$ имеет вид $\Gamma_{\pm} T \ll 1$, которое в случае большой расстройки $\Delta_c \gg \Omega_0 \gg k$ сводится к

$$g_1^2 n k T / \Delta_c^2 \ll 1 \quad (2)$$

или

$$\Delta_c \gg \Delta_{th} = g_1 (n k T)^{1/2}. \quad (3)$$

Ограничение на δ_c более сильное, вытекающее из очевидного условия $\omega_{23} \gg 2\Omega_0$, что приводит к $\delta_c = \omega_{23} + \Delta_c \gg \Omega_0$.

Рассмотрим теперь эволюцию атомных волновых функций в описанных условиях. В эксперименте приготовление и детектирование атомов осуществляется вне резонатора, поэтому на входе и выходе из него имеются области включения и выключения обоих полей, и, следовательно, для монокинетического пучка атомов константы связи g_0 и g_1 являются функциями времени, постоянными внутри резонатора и плавно меняющимися в отверстиях резонатора. Однако если из-за большой расстройки Δ_c взаимодействие с резонаторной модой при умеренных скоростях атомов везде адиабатично, то включение и выключение классического поля, находящегося в точном резонансе с атомом, всегда имеет неадиабатический характер. Представим частоту Раби $\Omega(t)$ виде

$$\Omega(t) = \begin{cases} \Omega_0 = g_0 E / \delta_c, & 0 \leq t \leq T \\ \Omega_0 \times f_1(t), & -\infty < t \leq 0, \\ \Omega_0 \times f_2(t), & t \leq t \leq \infty \end{cases} \quad (4)$$

где $f_{1,2}(t)$, нормированы так, что $f_1(0) = f_2(T) = 1$ и $f_1(-\infty) = f_2(\infty) = 0$. Тогда атом, первоначально приготовленный в состоянии 1, пролетая область включения управляющего поля, оказывается в суперпозиционном состоянии

$$|\Phi\rangle = a_1(0)|1\rangle + a_2(0)|2\rangle, \quad (5)$$

где

$$a_1(t) = \cos \eta_1(t), \quad a_2(t) = -i \sin \eta_1(t) \quad (6)$$

$$\eta_1(t) = \int_{-\infty}^t \Omega(\tau) d\tau = \Omega_0 t,$$

$t \leq 0$ – площадь огибающей поля в этой области. Уравнение (5) описывает рамзеевскую интерференцию, обусловленную неадиабатическим взаимодействием атомов с полем E . Внутри резонатора удобно перейти к базису одетых состояний, представив $|\Phi\rangle$ в виде

$$|\Phi\rangle = b_+(0)|\Psi_+\rangle + b_-(0)|\Psi_-\rangle, \quad (7)$$

где

$$b_{\pm}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}[a_1(t) \pm a_2(t)], \quad 0 \leq t \leq T. \quad (8)$$

Используя гамильтониан взаимодействия атома с квантовым полем резонатора в базисе одетых состояний [6], а также уравнение (6) в качестве начальных условий, легко находим амплитуды $b_{\pm}(T)$:

$$b_{\pm}(T) = b_{\pm}(0)\delta_{\mp}(T) + i\frac{r}{\varphi} \exp(irT) \sin(\varphi T) b_{\mp}(0), \quad (9)$$

где $r = g_1^2 n / (2\Delta_c)$, $\varphi = \sqrt{r^2 + \Omega_0^2}$,

$$\delta_{\pm}(T) = \left[\cos(\varphi T) \pm i\frac{r}{\varphi} \sin(\varphi T) \right] \exp(irT).$$

Заметим, что в (9) сдвиги фаз состояний $|\Psi_{\pm}\rangle$, индуцированные полем резонатора, учтены во всех порядках. Нетрудно также проверить, что

$$|b_+(T)|^2 + |b_-(T)|^2 = |b_+(0)|^2 + |b_-(0)|^2 = 1,$$

то есть уровень 3 не возбуждается поглощением фотона из поля резонатора и, следовательно, число фотонов n сохраняется.

Амплитуды голых состояний $a_{1,2}(T)$ получают обратным преобразованием из (8). Используя их в качестве начальных условий к уравнению Шредингера в области $t \geq T$, находим решение для этих амплитуд на детекторе, то есть при $t \rightarrow \infty$:

$$a_{1,2}(\infty) = a_{1,2}(T) \cos \eta_2(\infty) - ia_{2,1}(T) \sin \eta_2(\infty), \quad (10)$$

где

$$\eta_2(t) = \Omega_0 \int_T^t f_2(\tau) d\tau,$$

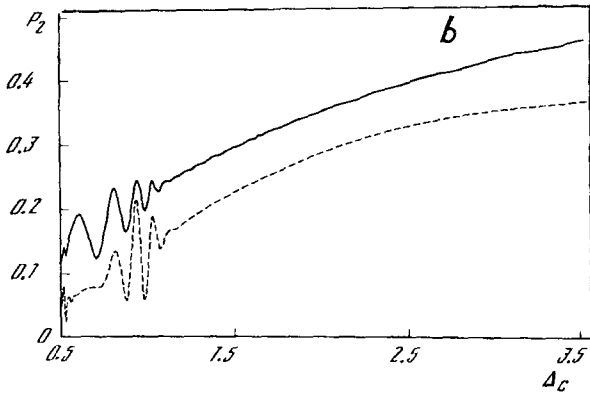
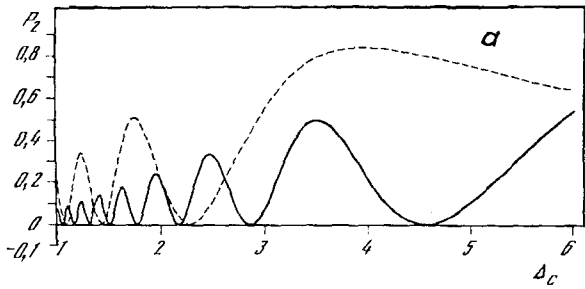


Рис.2. Населенность верхнего уровня 2 монокинетического атомного пучка на выходе из резонатора как функция от расстройки Δ_c (в единицах $4\Omega_0$, $\Omega_0 = 50 \text{ кГц}$): а - поле резонатора в фоковском состоянии: $n = 10$ (пунктирная линия) и $n = 25$ (сплошная линия); б - когерентное поле (пунктирная линия) и тепловое поле (сплошная линия). Среднее число фотонов в двух последних случаях $\langle n \rangle = 10$

$t \leq T$ - площадь огибающей управляющего поля в области выключения. Вторичная рамзеевская интерференция на выходе из резонатора позволяет сохранить информацию о сдвигах фаз в населенностях атомных уровней $P_i(\infty) = |a_i(\infty)|^2$, $i = 1, 2$, которые и измеряются на эксперименте как функции числа фотонов n , расстройки Δ_c и времени пролета атомов T . Если поле в резонаторе не находится в фоковском состоянии, то на эксперименте измеряется усредненная по распределению фотонов $p(n)$ вероятность счета атомов как функции от Δ_c :

$$P_i(\Delta_c, t) = \sum_n p(n) P_i(\infty, n, \Delta_c, T). \quad (11)$$

В реальном эксперименте, однако, мы имеем дело с тепловым пучком ридберговских атомов, и поэтому $P_i(\Delta_c, T)$ должны быть усреднены также по скоростям атомов или по временам пролета $T = L/v$, где L - длина резонатора, а v - скорость атомов. Следует, однако, иметь ввиду, что при таком усреднении зависимость P_i от статистики фотонов исчезает, если временное распределение имеет ширину, большую, чем τ^{-1} или если ширина распределения атомов по скоростям превышает $\Delta v = v_0^2(L\tau)^{-1}$, где v_0 - наиболее вероятная скорость атомов. Оценим Δv , исходя из следующих соображений. Известно, что случайные электромагнитные поля, локализованные в отверстиях резонатора, приводят к неконтролируемой рамзеевской интерференции для влетающих и вылетающих атомов [4]. Этот эффект отсутствует для медленных атомов, взаимодействие которых со случайными полями можно считать адиабатическим. В условиях эксперимента [4] время пролета этих атомов

порядка $8 \cdot 10^{-5}$ с, что при $L \cong 2.5$ см соответствует скоростям $v_0 \cong 300$ м/с. В дальнейших оценках для надежности примем $T \geq 4 \cdot 10^{-4}$ с. Учитывая, что константа связи g_1 для ридберговских атомов обычно имеет величину 10^5 с $^{-1}$, то для $n \cong 10$, $\Delta_c \cong 200$ кГц и, соответственно, $\tau \cong 2 \cdot 10^5$ с $^{-1}$ находим, что отношение $\Delta v/v_0$ составляет всего несколько процентов (см. также [8]). Тогда усреднение по скоростям слабо влияет на окончательные результаты, поэтому, фиксируя v_0 , можно выбрать Ω_0 таким образом, чтобы $\eta_1(0) = \eta_2(\infty) = \pi/2$. В результате получаем простые выражения для населенностей атомов. В частности, в случае резонаторной моды в фоковском состоянии для P_i имеем:

$$P_2 = \frac{\Omega_0^2}{\varphi^2} \sin^2 \left(\varphi \frac{L}{\nu_0} \right), \quad P_1 = 1 - P_2. \quad (12)$$

При $\omega_c \cong 20 - 50$ ГГц и добротности резонатора $Q \cong 10^9$, что соответствует затуханию $k \cong 10 - 25$ Гц, из (3) при $n = 10$ находим: $\Delta_{th} \cong 20 - 30$ кГц. На рис.2 мы показываем зависимость P_2 (11) и (12) от расстройки Δ_c при значениях $\Delta_c \geq 100$ кГц для трех состояний резонаторного поля. Видно, что во всех случаях осцилляции в P_2 исчезают с ростом Δ_c в области, где $\tau < \Omega_0$, то есть когда частота колебаний дипольного момента, индуцированных полем резонатора, становится меньше частоты осцилляций дипольного момента одетых состояний. Как следует из рис.2b, когерентное и тепловое распределения проявляются совершенно по-разному, что дает возможность легко отличить эти два состояния поля.

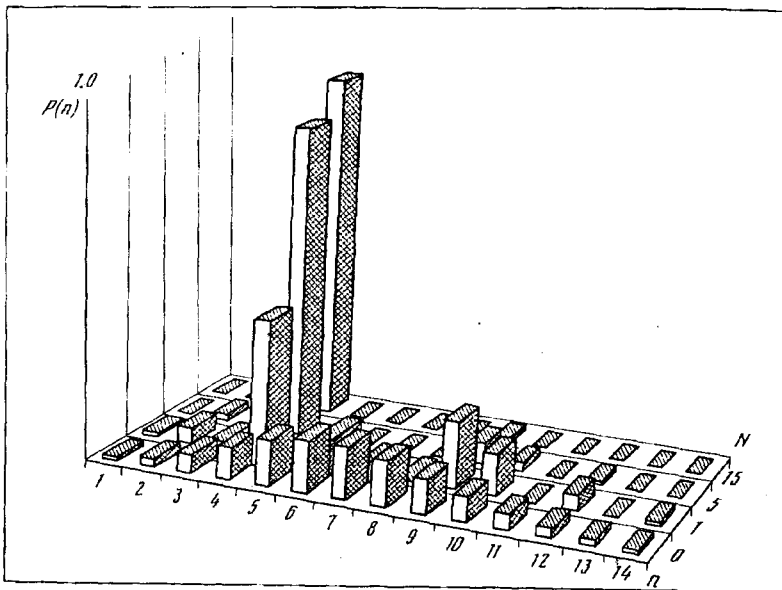


Рис.3. Распределение числа фотонов $P(n)$ в резонаторе, показывающее коллапс начального когерентного поля резонатора с $\langle n \rangle = 7$ в фоковское состояние с $n = 4$ после последовательного детектирования $N = 1, 5$ и 15 атомов

Заметим теперь, что поскольку каждый акт измерения меняет квантовое состояние поля, хотя и оставляет неизменным число фотонов n , измерение

статистики фотонов на основе представленного механизма предполагает восстановление прежнего распределения фотонов после детектирования каждого отдельного атома. Однако, если не делать этого, то предлагаемая схема позволяет стимулировать фоковское состояние аналогично тому, как это было сделано в [2,3]. На рис.3 приведены результаты численных расчетов для коллапса начального когерентного распределения фотонов с $\langle n \rangle = 7$ в фоковское состояние с $n = 4$. При моделировании измерений были использованы параметры $g_1 = 6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $\Omega_0 = 100 \text{ кГц}$, $T = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. После того как поле в резонаторе оказывается в состоянии с фиксированным числом фотонов, повторяющиеся атомные измерения в течение времени, превышающего время затухания в резонаторе, должны обнаруживать квантовые скачки в состоянии поля. Эти вопросы будут подробно обсуждены в другой работе.

-
1. M.Brune, S.Haroche, V.Lefevre et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 976 (1990).
 2. M.Brune, S.Haroche, J.M.Raimond et al., Phys. Rev. **45A**, 5193 (1992).
 3. M.J.Holland, D.F.Walls, and P.Zoller, Phys. Rev. Lett. **67**, 1716 (1991).
 4. Г.Вальтер, УФН **166**, 777 (1996).
 5. G.S.Agarwal, W.Lange, and H.Walther, Phys. Rev. **A48**, 4555 (1993).
 6. Yu.P.Malakyan, Jour. of Mod. Opt. **43**, 1621 (1996).
 7. W.Lange and H.Walther, Phys. Rev. **A48**, 4551 (1993); Acta Physica Polonica **A86**, 7 (1994).
 8. L.Davidovich, M.Brune, J.M.Raimond, and S.Haroche, Phys. Rev. **A53**, 1295 (1996).