

КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ КОЛЛАПСА И ВОЗРОЖДЕНИЯ
ОСЦИЛЛЯЦИИ НАСЕЛЕННОСТИ В РЕЗОНАНСНОМ
СЖАТОМ СВЕТЕ

А. Д. ГАЗАЗЯН, М. Л. ТЕР-МИКАЕЛЯН, Б. Г. ШЕРМАН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 30 июля 1993 г.)

Рассматривается динамика взаимодействия двухуровневого атома с когерентным сжатым светом. Исследуется явление коллапса и возрождения осцилляций населенности в зависимости от параметров поля. Найдены периоды возрождений и постоянные распадов. Показано, что эти величины зависят от фаз и степени сжатия квантового поля. Результаты получены как для случая однофотонного, так и для двухфотонного резонансов.

1. Введение

Создание высококогерентных источников света открыло широкие возможности для проведения новых экспериментов с целью обнаружения тонких эффектов оптической квантовой когерентности при взаимодействии с атомами. Квантовые когерентные состояния электромагнитного поля описываются в представлении, где диагонален оператор уничтожения фотона. При этом квантовая корреляционная функция, определенная по Глауберу, полностью факторизуется, что соответствует случаю полностью когерентного излучения [1, 2].

Исследование квантовых эффектов когерентности света при взаимодействии с атомами впервые рассмотрено в работах [3—5]. Последние достижения в экспериментальной технике позволяют провести эксперименты по взаимодействию одного атома с отдельной модой излучения [6, 7]. В работах [8, 9] на основе численных и аналитических расчетов впервые предсказаны явления «коллапса» и «возрождения» в поведении населенности атома. В случае классического поля такие явления отсутствуют, что указывает на их квантовый характер, обусловленный дискретностью фотонов. Эти явления наблюдались в экспериментах [6, 7] и в дальнейшем изучались многими авторами.

В последнее время интенсивно проводятся теоретические и экспериментальные исследования новых квантовых состояний света, которые называются «сжатыми» или «двухфотонными» когерентными состояниями [10, 11]. Развитие исследований сжатого света стимулировало также интенсивное изучение взаимодействия атомов с излучением в сжатом состоянии. В работе [12] в случае небольшого параметра сжатия проведены численные расчеты распадов и возрож-

дений в сжатом поле. Влияние особого «осциллирующего» распределения фотонов сильного сжатого света на распады и возрождения в инверсии населенности атома изучалось в работе [13].

В данной работе мы изучаем динамику взаимодействия двухуровневого атома с когерентным и сжатым светом. Исследовано явление «коллапса» и «возрождения» осцилляций населенности в зависимости от параметров когерентного и сжатого света. Результаты получены как в случае однофотонного, так и в случае двухфотонного резонансов.

2. Случай однофотонного резонанса

Рассмотрим двухуровневый атом в квантованном внешнем поле. Нас интересует поведение системы в зависимости от времени, когда в начальный момент поле задается в некотором квантовом состоянии, а атом находится в возбужденном состоянии. Такая ситуация реализуется в эксперименте, когда разряженный атомный пучок проходит через резонатор с высокой добротностью и атомы возбуждаются перед входом в резонатор [6, 7]. Если в начальный момент поле содержит n фотонов, то для системы характерны осцилляции с частотой Раби

$$\Omega(n) = \sqrt{\epsilon^2 + 4n|\beta|^2}, \quad (1)$$

где $\epsilon = \omega_0 - \omega$ есть расстройка частоты, а β — матричный элемент однофотонного перехода. Если же поле есть пакет по состояниям числа фотонов, то осцилляции нужно усреднить по соответствующему распределению.

Если атом в начальный момент времени находился в возбужденном состоянии, то вероятность нахождения на верхнем уровне в момент t имеет вид:

$$P(t) = 1 - \sum_{n=0}^{\infty} f(n) \frac{4|\beta|^2(n+1)}{\Omega^2(n+1)} \sin^2 \frac{\Omega(n+1)}{2} t. \quad (2)$$

Распределение числа фотонов в начальный момент времени $f(n)$ различно для различных состояний. Если поле находилось в когерентном состоянии, то $f(n)$ есть распределение Пуассона. Распределение Пуассона имеет резкий максимум при $\bar{n} \gg 1$, поэтому при больших $\bar{n}$ можно воспользоваться разложением

$$\Omega(n+1) \approx \Omega(\bar{n}) + \gamma_1(\bar{n})(n - \bar{n}), \quad (3)$$

где

$$\gamma_1(\bar{n}) = \frac{2|\beta|^2}{\Omega(\bar{n})}. \quad (4)$$

Производя суммирование в (2) с использованием (3), получим приближенное выражение для вероятности в случае когерентного поля

$$P(t) \approx 1 - \frac{2|\beta|^2 \bar{n}}{\Omega^2(\bar{n})} \{1 - e^{-\bar{n}[\cos \gamma_1(\bar{n})t - 1]} \cos[\Omega(\bar{n})t - \bar{n}\gamma_1(\bar{n})t + \bar{n} \sin \gamma_1(\bar{n})t]\}. \quad (5)$$

Из выражения для $P(t)$ (5) следует, что модуляция колебаний косинуса приводит к явлению распадов и возрождений осцилляций населенности. Период возрождений определяется выражением

$$T_R = \frac{2\pi}{\gamma_1(\bar{n})} = \pi \frac{\Omega(\bar{n})}{|\beta|^2} \quad (6)$$

Из (6) вытекает, что при увеличении среднего числа фотонов $\bar{n}$ период возрождений увеличивается, и возрождения отстоят дальше друг от друга. Это поведение резко отличается от случая, когда поле находится в состоянии числа фотонов и осцилляции населенности имеют постоянную амплитуду и частоту $\Omega(n)$.

Когда t мало отличается от kT_R (где k — целое число), $t = kT_R + \tau$ и $\gamma_1(\bar{n})\tau \ll 1$, то выражение (5) принимает вид:

$$P(\tau) \approx 1 - \frac{2|\beta|^2 \bar{n}}{\Omega^2(\bar{n})} \{1 - e^{-\bar{n}\gamma_1^2(\bar{n})\frac{\tau^2}{2}} \cos[\Omega(\bar{n})\tau - 2\pi k\bar{n}]\} \quad (7)$$

Затухание осцилляций по гауссовскому закону было предсказано Каммингсом [3] для случая точного резонанса. Распад осцилляций населенности имеет простой физический смысл. Вероятность $P(t)$ представляется суммой (2), члены которой представляют собой осцилляции Раби с излучением и поглощением фотонов. В момент $t=0$ система приготовлена в определенном состоянии и поэтому все эти процессы скоррелированы. Но поскольку все члены суммы имеют различные частоты $\Omega(n)$, они становятся раскоррелированными в течение некоторого времени t_c [14]:

$$t_c \sim \pi \frac{\Omega(\bar{n})}{\sqrt{\bar{n}} |\beta|^2}$$

Таким образом, возрождения являются следствием дискретности членов суммы, которая вызвана дискретностью фотонов. Это чисто квантовый эффект, не имеющий классического аналога. Полученный результат согласуется с результатами работ [8, 9]. В этих работах использован метод перевала для вычисления суммы (2) и проведено сравнение с численными расчетами. Как видно из полученных результатов, изложенный метод дает верное представление о поведении системы и будет использоваться для случая сжатых состояний света.

Распределение числа фотонов в сжатом состоянии света имеет вид [11]

$$f^{z,a}(n) = |\langle n|z,a\rangle|^2$$

$$\langle n|z,a\rangle = (n!)^{-1/2} (\nu/2\mu)^{n/2} \exp\left(-\frac{|a|^2}{2} + \frac{\nu^*}{2\mu} a^2\right) H_n(a/(2\mu\nu)^{1/2}), \quad (8)$$

где

$$\mu = \text{chr}, \quad \nu = -\text{sh}r e^{i\theta}, \quad \alpha = |z| e^{i\varphi}, \quad z = r e^{i\theta}, \quad (9)$$

H_n — полиномы Эрмита. Распределение (8) при выполнении условия

$$|\alpha|^2 \gg e^{4r} \quad (10)$$

имеет резкий максимум при значении среднего числа фотонов в сжатом состоянии

$$\bar{n}_s = |\alpha|^2 [\text{ch}2r + \text{sh}2r \cos(\Theta - 2\varphi)] + \text{sh}^2 r. \quad (11)$$

Условие (10) означает небольшое сжатие резонансного внешнего поля. Наличие резкого максимума при $n = \bar{n}_s$ позволяет провести приближенное вычисление суммы (2) при помощи разложения (3).

Вероятность иметь атом в возбужденном состоянии в момент времени t при взаимодействии со сжатым светом имеет следующий вид:

$$P_{r,s}(t) \approx 1 - \frac{2|\beta|^2 \bar{n}_s}{\Omega^2(\bar{n}_s)} \left\{ 1 - |\lambda(t)|^{-1/2} \exp \left[\frac{|\alpha|^2}{|\lambda(t)|^2} \Phi(t) \right] \times \right. \\ \left. \times \cos \left[\frac{|\alpha|^2}{|\lambda(t)|^2} \chi(t) + \Omega(\bar{n}_s)t - \bar{n}_s \gamma_1(\bar{n}_s)t - \frac{1}{2} \arg \lambda(t) \right] \right\}, \quad (12)$$

где $\Phi(t)$, $\chi(t)$ и $\lambda(t)$ определяются следующими выражениями:

$$\Phi(t) = \cos \gamma_1(\bar{n}_s)t - 1 - \sin^2 \gamma_1(\bar{n}_s)t [\cos(\Theta - 2\varphi) \text{ch}2r + \text{sh}2r |\text{sh}2r|, \\ \chi(t) = \sin \gamma_1(\bar{n}_s)t [\text{ch}2r + \cos(\Theta - 2\varphi) \text{sh}2r \cos \gamma_1(\bar{n}_s)t], \\ \lambda(t) = \text{ch}^2 r - \text{sh}^2 r \exp[2i \gamma_1(\bar{n}_s)t]. \quad (13)$$

Когда параметр сжатия r обращается в нуль, мы переходим к выражению (5) для когерентного света. Из выражений (12) и (13) следует, что вероятность в случае сжатого поля обладает периодичностью и испытывает распады и возрождения. Период возрождений есть

$$T_{RS} = \pi \frac{\Omega(\bar{n}_s)}{|\beta|^2}. \quad (14)$$

При малых отклонениях от периода $t = kT_{RS} + \tau$, $\gamma_1(\bar{n}_s)\tau \ll 1$, (k — целые числа) получаем простое выражение для вероятности

$$P_{r,s}(\tau) \approx 1 - \frac{2|\beta|^2 \bar{n}_s}{\Omega^2(\bar{n}_s)} \left[1 - e^{-\frac{\Gamma \tau}{2}} \cos(\Omega(\bar{n}_s)\tau - 2\pi k \bar{n}_s) \right], \quad (15)$$

где

$$\Gamma = |\alpha|^2 \gamma_1^2(\bar{n}_s) [\text{ch}4r + \text{sh}4r \cos(\Theta - 2\varphi)]. \quad (16)$$

Из полученных выражений видно, что поведение вероятности существенно зависит от параметра сжатия r и от разности фаз Θ и φ .

Таким образом, влияние сжатости поля проявляется в существенной зависимости скорости распада от фазы поля и параметра сжатия. Управляя фазой поля можно изменять поведение распадов и возрождений. С другой стороны, с помощью экспериментального определения скорости распада, можно определить степень сжатия поля. Как сле-

дует из формул (12) и (14) в случае однофотонной расстройки, с увеличением расстройки уменьшается амплитуда возрождений, скорость распадов и увеличиваются временные интервалы между ними.

3. Случай двухфотонного резонанса

При взаимодействии излучения с атомами в случае двухфотонного резонанса необходимо учитывать однофотонные штарковские сдвиги уровней. Случай двухфотонного резонанса при взаимодействии атома с полем в сжатом состоянии интересен тем, что сжатые состояния являются двухфотонными когерентными состояниями.

Рассмотрим двухуровневый атом, находящийся в двухфотонном резонансе с полем либо в когерентном, либо в сжатом состоянии.

Если атом в начальный момент времени находился в возбужденном состоянии, то вероятность в момент t задается выражением:

$$P(t) = 1 - \sum_{n=0}^{\infty} f(n) \frac{4|V_{12}(n)|^2}{\hbar^2 \Omega^2(n+2)} \sin^2 \frac{\Omega(n+2)}{2} t. \quad (17)$$

Частота Раби в случае двухфотонного резонанса определяется выражением

$$\Omega(n+2) = \frac{1}{\hbar} \{ [\hbar\varepsilon + W_2(n) - W_1(n)]^2 + 4|V_{12}(n)|^2 \}^{1/2}, \quad (18)$$

где ε — двухфотонная расстройка, $W_1(n)$ и $W_2(n)$ — штарковские сдвиги соответственно нижнего и верхнего уровней:

$$W_1(n) = \hbar^2(n+2) \sum_k \frac{|\beta_{1k}|^2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_k + \hbar\omega}, \quad W_2(n) = \hbar^2(n+1) \sum_k \frac{|\beta_{2k}|^2}{\varepsilon_2 - \varepsilon_k - \hbar\omega}, \quad (19)$$

а $V_{12}(n)$ — матричный элемент двухфотонного перехода:

$$V_{12}(n) = \hbar^2 \sqrt{(n+1)(n+2)} \sum_k \frac{\beta_{1k}\beta_{2k}}{\varepsilon_1 - \varepsilon_k + \hbar\omega}. \quad (20)$$

Когда поле в когерентном состоянии, то $f(n)$ есть распределение Пуассона с резким максимумом при $\bar{n} \gg 1$. Тогда мы можем воспользоваться разложением (3), заменяя γ_1 на γ_2 :

$$\gamma_2(\bar{n}) = \frac{1}{\Omega(\bar{n})} \left\{ [\hbar\varepsilon + W_2(\bar{n}) - W_1(\bar{n})](3f - 2g) + \frac{|V_{12}(0)|^2}{\hbar} (2\bar{n} + 3) \right\}, \quad (21)$$

$$f = \hbar \sum_k \left(\frac{|\beta_{1k}|^2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_k + \hbar\omega} + \frac{|\beta_{2k}|^2}{\varepsilon_2 - \varepsilon_k - \hbar\omega} \right), \quad g = \hbar \sum_k \frac{|\beta_{1k}|^2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_k + \hbar\omega} + f. \quad (22)$$

Разложением (3) мы можем воспользоваться и в случае, когда поле находится в сжатом состоянии, при выполнении условия (3) слабого сжатия.

Приближенное суммирование в (17) дает выражения, аналогичные однофотонному случаю, с той лишь разницей, что матричный элемент однофотонного перехода $\sqrt{n}|\beta|$ надо заменить матричным элементом двухфотонного перехода V_{12} и γ_1 надо заменить на γ_2 .

Особый интерес представляет случай точного двухфотонного резонанса, когда двухфотонная расстройка $\epsilon = \omega_0 - 2\omega = 0$. В этом случае частота Раби равна сумме штарковских сдвигов и линейно зависит от числа фотонов n :

$$2(n+2) = fn + g. \quad (23)$$

В этом случае можно суммирование в (17) провести точно, без использования разложения (3), для когерентного и сжатого состояний света. Подобная линейная зависимость частоты Раби от числа фотонов рассматривалась другими авторами в рамках модели Джейнса-Каммингса только в случае когерентного поля.

Производя суммирование в (17), для внешнего сжатого поля получим следующее выражение:

$$P_{z,a}(t) = 1 - \frac{2W_1(\bar{n}_s)W_2(\bar{n}_s)}{[W_1(\bar{n}_s) + W_2(\bar{n}_s)]^2} \left\{ 1 - |\lambda(t)|^{-1/2} \exp \left[\frac{|a|^2}{|\lambda(t)|^2} \Phi(t) \right] \times \right. \\ \left. \times \cos \left[\frac{|a|^2}{|\lambda(t)|^2} \chi(t) + gt - \frac{1}{2} \arg \lambda(t) \right] \right\}. \quad (24)$$

Результаты для когерентного состояния можно получить, если положить степень сжатия $r=0$, функции $\Phi(t)$, $\chi(t)$, $\lambda(t)$ определяются формулами (13), где вместо $\gamma_1(\bar{n}_s)$ надо положить величину f из (22).

Следует заметить, что период возрождений в случае нулевой расстройки перестает зависеть от интенсивности внешнего поля и определяется только параметрами атома

$$T_{2R} = \frac{2\pi}{f}. \quad (25)$$

Ширина распада Γ определяется формулой (16), где $\gamma_1(\bar{n}_s)$ заменяется на f .

Таким образом, в случае двухфотонного резонанса наблюдаются распады и возрождения осциллирующей населенности, как и в случае однофотонного резонанса. Однако период и ширина распада определяются новыми выражениями. В случае точного двухфотонного резонанса выражения становятся точными, а период возрождений перестает зависеть от интенсивности внешнего поля.

Данная работа частично поддерживалась грантом организации Сороса, присужденным Американским физическим обществом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Глаубер. Оптическая когерентность и статистика фотонов. В кн. Квантовая оптика и квантовая радиофизика. М., Мир, 1966.
2. Дж. Клаудер, Э. Сударшан. Основы квантовой оптики. М., Мир, 1970.
3. F. W. Cummings. Phys. Rev., A, **140**, 1051 (1965).
4. А. Д. Газаян. ЖЭТФ, **51**, 1864 (1966).

5. *M. Л. Тер-Микаелян. Нелинейная резонансная оптика. Препринт ИФИ 74—11, Ереван, 1974*
6. *G. Rempe, H. Walther. Phys. Script., 36, 135 (1987).*
7. *G. Rempe, H. Walther, N. Klein. Phys. Rev. Lett., 58, 353 (1987).*
8. *J. H. Eberly, N. B. Narozhny, J. J. Sanchez-Mondragon. Phys. Rev. Lett., 44, 1323 (1980).*
9. *N. B. Narozhny, J. J. Sanchez-Mondragon, J. H. Eberly. Phys. Rev., A, 23, 236 (1981).*
10. *D. F. Walls. Nature, 306, 141 (1983).*
11. *H. P. Yuen, Phys., Rev., A, 13, 2226 (1976).*
12. *A. J. Milburn. Opt. Act. 31, 671 (1984).*
13. *M. V. Satyanarayana, P. Rice, R. Vyas, H. J. Carmichael. JOSA B, 6, 228 (1989).*
14. *А. Д. Газазян. Изв. АН СССР, сер. физическая, 37, 2142 (1973).*

THE EFFECTS OF COLLAPSE AND REVIVAL OF POPULATION OSCILLATIONS IN RESONANT SQUEEZED LIGHT

A. D. GAZAZYAN, M. L. TER-MIKAELYAN, B. G. SHERMAN

This paper concerns the dynamics of the interaction between excited atom and quantized field in coherent or squeezed state. Cases of single and two photon resonance were investigated. A survey is done for quantum phenomena of collapse and revival in probability behaviour.

ԲՆԱԿԵՑՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ՏՍՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԿՈԼԱՊՍԻ ՈՒ ՎԵՐԱԾՆՆԴԻ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՍՅՆՏՐՎԱԾ ԼՈՒՅՍԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Մ. Լ. ՏԵՐ-ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ, Բ. Գ. ՇԵՐՄԱՆ

Աշխատանքում դիտարկված է կոհերենտ սեղմված քվանտացված դաշտի հետ երկմակարդականի ատոմի փոխազդեցության դինամիկան: Ուսումնասիրված են միաֆոտոնային և երկֆոտոնային ռեզոնանսների դեպքերը: Դիտարկված են բնակեցվածության տատանումների կոլապսի և վերածննդի քվանտային երևույթները: