«Квантовая электроника», 15, № 6 (1988) УДК 539.182:621.373.826

З. Фицек, Р. Танаш, С. Келих

# КВАНТОВЫЕ БИЕНИЯ В ФУНКЦИИ КОРРЕЛЯЦИИ ФОТОНОВ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХ НЕИДЕНТИЧНЫХ АТОМОВ *

*Обсуждается появление квантовых биений в двухвременной функции корреляции второго порядка для спонтанного излучения из двух независимых атомов. Атомы разнесены на расстояния, сравнимые с резонансной длиной волны, имеют различные частоты переходов и естественные ширины линий. Показано, что квантовые биения возникают как для неидентичных, так и идентичных атомов. В последнем случае для появления квантовых биений необходимо диполь-дипольное взаимодействие между атомами. В случае неидентичных атомов к квантовым биениям приводят два механизма, и вполне возможно, что биения возникнут даже для независимых атомов. Этот эффект подобен интерференции между независимыми пучками.*

## Введение

Известно, что многоатомные системы проявляют ряд интересных когерентных свойств, таких как сверхизлучение и квантовые биения. Сверхизлучение впервые было описано Дике [1], который показал, что влияние на каждый атомный диполь электромагнитного поля, создаваемого другими атомными диполями, может при определенных условиях заставить каждый атом высвобождать свою энергию возбуждения с большей скоростью, чем это происходило бы при его изоляции. Уменьшение времени жизни атома в возбужденном состоянии, обусловленное взаимодействием $N$ атомов через электромагнитное поле, может вообще приводить к росту интенсивности излучения вплоть до значений порядка $N^2$. После пионерской работы Дике это явление изучалось как во многих теоретических [2—5], так и экспериментальных [6—8] работах.

Другой интересной проблемой являются квантовые биения, возникающие благодаря интерференции между двумя амплитудами излучения при переходах на общий нижележащий уровень. Наличие или отсутствие биений в излучении атомов вызвало большой интерес после известной работы Брейта [9]. Обсуждение сконцентрировалось вокруг атомов двух типов: атома, у которого имеют место переходы между каждым из двух (или более) близко расположенных верхних уровней и одиночным нижним уровнем (тип 1), и атома, у которого переходы происходят между общим верхним уровнем и каждым из двух (или более) близко расположенных нижних уровней (тип 2).

Брейтом [9] было отмечено качественное различие в теоретическом предсказании биений в спонтанном излучении атомов этих двух типов: если верхние состояния атомов 1-го типа возбуждены когерентно, то в интенсивности флуоресценции предсказываются квантовые биения, тогда как при возбуждении и излучении атомов 2-го типа никакие биения не предсказываются. В многоатомной системе биения присутствуют в интенсивности излучения атомов как первого, так и второго типов, однако атомы 2-го типа должны излучать совместно [10]. Эти биения возникают из-за интерференции полей, испускаемых пространственно-неупорядоченным $N$-атомным газом, их наблюдали в [6]. Гроссом и др. [7] сообщалось о биениях, возникающих благодаря интерференции света, испущенного двумя группами атомов с различными скоростями. В [11] обсуждалось наличие или отсутствие биений в спонтанном излучении двух групп возбужденных атомов.

Ряд работ был посвящен исследованию этого явления для случая нескольких атомов. Хотя система из нескольких (двух или трех) атомов представляет собой, без сомнения, весьма простую модель, тем не менее она

* Перевел с англ. А. С. Семенов

имеет ряд преимуществ по сравнению с многоатомной системой. Варфоломеев [12] рассмотрел амплитуды вероятности спонтанного излучения для двух неидентичных атомов при одном первоначально возбужденном атоме и показал возникновение биений. Это было также отмечено Милонни и Найтом [13], которые рассмотрели влияние всех времен запаздывания на различные амплитуды вероятностей спонтанного распада. Недавно мы провели исследование спонтанного излучения из двух идентичных, а также неидентичных атомов с точки зрения изучения квантовых биений и сверхизлучения [14]. Было показано, что наличие или отсутствие биений в спонтанном излучении двух неидентичных атомов зависит от начальных условий: интенсивность спонтанного излучения имеет биения, когда первоначально возбужден только один атом, но биения отсутствуют, если система атомов первоначально полностью инвертирована (возбуждены оба атома).

В данной работе исследуется наличие или отсутствие квантовых биений в двухвременной функции корреляции второго порядка для спонтанного излучения, испускаемого полностью инвертированной двухатомной системой. Кроме того, мы детально рассмотрели влияние межатомных взаимодействий на квантовые биения.

## Модель и метод

В рамках нашей модели рассмотрим два неидентичных неперекрывающихся атома, связанных с квантованным многомодовым электромагнитным полем, причем предполагается, что атомы имеют различные как частоты ($\omega_1 \neq \omega_2$) переходов, так и дипольные моменты ($\mu_1 \neq \mu_2$) переходов. Каждый атом аппроксимируется двухуровневой системой с основным $|1\rangle_i (i=1, 2)$ и возбужденным $|2\rangle_i$ состояниями, которые связаны электродипольным переходом $\mu_i$. Изменение во времени произвольной комбинации $Q$ атомных операторов описывается следующим задающим уравнением [14, 15]:

$$\frac{d}{dt}\langle Q\rangle = i\sum_{i,j=1}^{2}\omega_{ij}\langle[S_i^+S_j^-, Q]\rangle - \\ -\sum_{i,j=1}^{2}\gamma_{ij}\langle S_i^+S_j^-Q + QS_i^+S_j^- - 2S_i^+QS_j^-\rangle, \tag{1}$$

где $S_i^+$ и $S_i^- = (S_i^+)^+$ — операторы увеличения и уменьшения энергии $i$-го атома; $\omega_{ii} = \omega_i$ — частота атомного перехода; $2\gamma_{ii} = 2\gamma_i$ — коэффициент Эйнштейна $A$ для спонтанного излучения. Параметры $\omega_{ij}$ и $\gamma_{ij}$ при $i \neq j$ описывают межатомную связь, и оба зависят от межатомного расстояния $r_{ij}$. Они определяются следующими выражениями [15, 16]:

$$\omega_{ij} = -\omega_{ji} = \frac{3}{2}\sqrt{\gamma_i\gamma_j}\left\{-\left[1-(\hat{\mu}\cdot\hat{r}_{ij})^2\right]\frac{\cos kr_{ij}}{kr_{ij}} + \right. \\ \left. + \left[1-3(\hat{\mu}\cdot\hat{r}_{ij})^2\right]\left[\frac{\sin kr_{ij}}{(kr_{ij})^2} + \frac{\cos kr_{ij}}{(kr_{ij})^3}\right]\right\}, \tag{2}$$

$$\gamma_{ij} = \gamma_{ji} = \frac{3}{2}\sqrt{\gamma_i\gamma_j}\left\{\left[1-(\hat{\mu}\cdot\hat{r}_{ij})^2\right]\frac{\sin kr_{ij}}{kr_{ij}} + \right. \\ \left. + \left[1-3(\hat{\mu}\cdot\hat{r}_{ij})^2\right]\left[\frac{\cos kr_{ij}}{(kr_{ij})^2} - \frac{\sin kr_{ij}}{(kr_{ij})^3}\right]\right\}, \tag{3}$$

где $\hat{\mu}$ и $\hat{\mathbf{r}}_{ij}$ — единичные векторы вдоль электродипольного момента перехода и вектора $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$ соответственно. Кроме того, $r_{ij} = |\mathbf{r}_{ij}|$, $k = \omega_0/c$, а $\omega_0 = {}^1/_2\,(\omega_1 + \omega_2)$. Также предполагается, что оба диполя параллельны друг другу ($\hat{\mu}_1 = \hat{\mu}_2$). В уравнении (1) среднее значение $\langle\ldots\rangle$ берется по начальному вакуумному состоянию $|\{0\}\rangle$ поля излучения.

В случае двух неидентичных атомов уравнение (1) сводится к следующей замкнутой системе пяти уравнений движения для вакуумных ожидаемых значений, которую мы запишем в матричной форме:

$$\frac{d}{dt}\mathbf{X}_0 = \breve{A}\,\mathbf{X}_0, \tag{4}$$

где $\breve{A}$ есть матрица $5\times 5$:

$$\breve{A}=\begin{bmatrix} 2\gamma_1 & 0 & -(\gamma_{12}+i\omega_{12}) & -(\gamma_{12}-i\omega_{12}) & 0 \\ 0 & -2\gamma_2 & -(\gamma_{12}-i\omega_{12}) & -(\gamma_{12}+i\omega_{12}) & 0 \\ -(\gamma_{12}+i\omega_{12}) & -(\gamma_{12}-i\omega_{12}) & -(\gamma_1+\gamma_2-2i\Delta) & 0 & 4\gamma_{12} \\ -(\gamma_{12}-i\omega_{12}) & -(\gamma_{12}+i\omega_{12}) & 0 & -(\gamma_1+\gamma_2+2i\Delta) & 4\gamma_{12} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -2(\gamma_1+\gamma_2) \end{bmatrix}, \tag{5}$$

а $\Delta = {}^1/_2(\omega_1-\omega_2)$. Вектор $\mathbf{X}_0$ имеет составляющие

$$X_1=\langle S_1^+S_1^-\rangle,\ X_2=\langle S_2^+S_2^-\rangle,\ X_3=\langle S_1^+S_2^-\rangle,$$
$$X_4=\langle S_2^+S_1^-\rangle,\quad X_5=\langle S_1^+S_2^+S_1^-S_2^-\rangle. \tag{6}$$

Нашей целью является вычисление двухвременной функции корреляции второго порядка (корреляции интенсивностей)

$$G^{(2)}(\mathbf{R}_1,\ t_1;\ \mathbf{R}_2,\ t_2)=(R^2c/2\pi\omega_0)^2\langle E^{(-)}(\mathbf{R}_1,\ t_1)\,E^{(-)}(\mathbf{R}_2,\ t_2)\,E^{(+)}(\mathbf{R}_2,\ t_2)\times$$
$$\times E^{(+)}(\mathbf{R}_1,\ t_1)\rangle, \tag{7}$$

пропорциональной нормально-упорядоченной функции корреляции электромагнитного поля. В уравнении (7) мы ввели множитель $(R^2c/2\pi\omega_0)^2$, так чтобы $G^{(2)}(\mathbf{R}_1,\ t_1;\ \mathbf{R}_2,\ t_2)\,d\Omega_{\hat{R}_1}\,d\Omega_{\hat{R}_2}\,dt_1dt_2$ было бы вероятностью нахождения одного фотона внутри элемента телесного угла $d\Omega_{\hat{R}_1}$ вокруг направления $\mathbf{R}_1$ во временном интервале $dt_1$ времени $t_1$ и другого фотона внутри элемента $d\Omega_{\hat{R}_2}$ вокруг $\mathbf{R}_2$ в интервале $dt_2$ времени $t_2$.

Положительная частотная часть оператора поля $E^{(+)}(\mathbf{R},\ t)$ в дальней зоне $|\mathbf{R}_1|=|\mathbf{R}_2|=R\gg\lambda,\ r_{12}$, где $\lambda$ — резонансная длина волны, при $t>R/c$ выражается в виде [4, 15]:

$$\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{R},\ t)=\mathbf{E}_0^{(+)}(\mathbf{R},\ t)-k^2\sum_{i=1}^{2}\frac{\hat{\mathbf{R}}_i\times(\hat{\mathbf{R}}_i\times\boldsymbol{\mu}_i)}{R_i}\,S_i^-(t)\exp\left(-ik\,\hat{\mathbf{R}}\cdot\mathbf{r}_{ij}\right). \tag{8}$$

Поскольку первоначально поле находится в вакуумном состоянии, то вакуумная часть $E_0^{(+)}(\mathbf{R},\ t)$ не вносит вклад в ожидаемые величины нормально упорядоченных корреляционных операторов в уравнении (7), поэтому выражение для $G^{(2)}(\mathbf{R}_1,\ t_1;\ \mathbf{R}_2,\ t_2)$ запишется в форме

$$G^{(2)}(\mathbf{R}_1,\ t_1;\ \mathbf{R}_2,\ t_2)=U\left(\hat{\mathbf{R}}_1\right)U\left(\hat{\mathbf{R}}_2\right)\sum_{i,\,j,\,k,\,l=1}^{2}(\gamma_i\gamma_j\gamma_k\gamma_l)^{1/2}\times$$
$$\times\langle S_i^+(t_1)\,S_k^+(t_2)\,S_l^-(t_2)\,S_j^-(t_1)\rangle\exp\left[ik\left(\hat{\mathbf{R}}_1\cdot\mathbf{r}_{ij}+\hat{\mathbf{R}}_2\cdot\mathbf{r}_{kl}\right)\right], \tag{9}$$

где $U\left(\hat{\mathbf{R}}\right)=(3/8\pi)\sin^2\theta_\mu$ и $\theta_\mu$ — угол между направлением наблюдения $\hat{\mathbf{R}}$ и дипольным моментом атомного перехода $\boldsymbol{\mu}$.

Согласно уравнению (3), для того чтобы исследовать корреляцию интенсивности, мы должны найти атомные функции корреляции. Использовав (4)—(6) и теорему квантовой регрессии [17], найдем, что для двух неидентичных атомов корреляционная функция второго порядка в случае первоначально возбужденных обоих атомов

$$G^{(2)}(\mathbf{R}_1,t;\ \mathbf{R}_2,\ t+\tau)=\frac{2\gamma_1\gamma_2U\left(\hat{\mathbf{R}}_1\right)U(\hat{\mathbf{R}}_2)\exp\left[-2w\,(2t+\tau)\right]}{B}\times$$

$$\times\left\{\frac{1}{4}\left[1+\cos\left[k\mathbf{r}_{12}\cdot\left(\hat{\mathbf{R}}_1-\hat{\mathbf{R}}_2\right)\right]\right]\left[D^2\cos E\tau+E^2\cosh D\tau\right)+\right.$$
$$+X\left(\cosh D\tau-\cos E\tau\right)+\frac{1}{2}Y\left(D\sinh D\tau+E\sin E\tau\right)+$$
$$\left.+2mY'\left(\frac{1}{D}\sinh D\tau-\frac{1}{E}\sin E\tau\right)\right\}, \qquad (10)$$

где введены следующие обозначения:

$$m=\Delta u_{12}-\gamma_{12}\omega_{12};\ u_{12}={}^1/_2(\gamma_2-\gamma_1),\ w={}^1/_2(\gamma_1+\gamma_2);\ B=$$
$$=\left[\left(\Delta^2+\omega_{12}^2+u_{12}^2+\gamma_{12}^2\right)^2-4\left(u_{12}\omega_{12}+\Delta\gamma_{12}\right)^2\right]^{1/2};\ D=\left[-2\left(\Delta^2+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\omega_{12}^2-u_{12}^2-\gamma_{12}^2\right)+2B\right]^{1/2},\ E=\left[2\left(\Delta^2+\omega_{12}^2-u_{12}^2-\gamma_{12}^2\right)+2B\right]^{1/2};$$
$$X=\gamma_{12}^2+u_{12}^2\left(1+a^2+b^2\right)+\left(\gamma_{12}^2-\Delta^2\right)\cos\left(k\hat{\mathbf{R}}_1\cdot\mathbf{r}_{12}\right)\cos\left(k\hat{\mathbf{R}}_2\cdot\mathbf{r}_{12}\right)-$$
$$-\left(\Delta^2+\omega_{12}^2\right)\sin\left(k\hat{\mathbf{R}}_1\cdot\mathbf{r}_{12}\right)\sin\left(k\hat{\mathbf{R}}_2\cdot\mathbf{r}_{12}\right)-w\left(\Delta a+u_{12}b\right)\times$$
$$\times\left[\sin\left(k\hat{\mathbf{R}}_1\cdot\mathbf{r}_{12}\right)-\sin\left(k\hat{\mathbf{R}}_2\cdot\mathbf{r}_{12}\right)\right]+u_{12}\left(u_{12}a-\Delta b\right)\left[\cos\left(k\hat{\mathbf{R}}_1\cdot\mathbf{r}_{12}\right)-\right.$$
$$\left.-\cos\left(k\hat{\mathbf{R}}_2\cdot\mathbf{r}_{12}\right)\right];\ Y=\Delta\sin\left[k\mathbf{r}_{12}\cdot\left(\hat{\mathbf{R}}_1-\hat{\mathbf{R}}_2\right)\right]-wa\left[\cos\left(k\hat{\mathbf{R}}_1\cdot\mathbf{r}_{12}\right)+\right.$$
$$\left.+\cos\left(k\hat{\mathbf{R}}_2\cdot\mathbf{r}_{12}\right)\right]+u_{12}b\left[\sin\left(k\hat{\mathbf{R}}_1\cdot\mathbf{r}_{12}\right)+\sin\left(k\hat{\mathbf{R}}_2\cdot\mathbf{r}_{12}\right)\right];$$
$$Y'=-u_{12}\sin\left[k\mathbf{r}_{12}\cdot\left(\hat{\mathbf{R}}_1-\hat{\mathbf{R}}_2\right)\right]+wb\left[\cos\left(k\hat{\mathbf{R}}_1\cdot\mathbf{r}_{12}\right)+\cos\left(k\hat{\mathbf{R}}_2\cdot\mathbf{r}_{12}\right)\right]+$$
$$+u_{12}a\left[\sin\left(k\hat{\mathbf{R}}_1\cdot\mathbf{r}_{12}\right)+\sin\left(k\mathbf{R}_2\cdot\mathbf{r}_{12}\right)\right],\ a=\gamma_{12}/(\gamma_1\gamma_2)^{1/2},\ b=\omega_{12}/(\gamma_1\gamma_2)^{1/2}.$$

Прежде всего обсудим решение (10) для нескольких предельных случаев межатомных взаимодействий и различий между атомами.

*1. Идентичные атомы.* Если атомы идентичны, то $u_{12}=0$, $\Delta=0$ и уравнение (10) примет вид

$$G^{(2)}(\mathbf{R}_1,t;\ \mathbf{R}_2,t+\tau)=2\gamma^2U(\hat{\mathbf{R}}_1)U(\hat{\mathbf{R}}_2)\exp\left[-2\gamma(2t+\tau)\right]\times$$
$$\times\{[1+\cos(k\hat{\mathbf{R}}_1\cdot\mathbf{r}_{12})\cos(k\hat{\mathbf{R}}_2\cdot\mathbf{r}_{12})]\cosh 2\gamma_{12}\tau-$$
$$-[\cos(k\hat{\mathbf{R}}_1\cdot\mathbf{r}_{12})+\cos(k\hat{\mathbf{R}}_2\cdot\mathbf{r}_{12})]\sinh 2\gamma_{12}\tau+$$
$$+\sin(k\hat{\mathbf{R}}_1\cdot\mathbf{r}_{12})\sin(k\hat{\mathbf{R}}_2\cdot\mathbf{r}_{12})\cos 2\omega_{12}\tau\}. \qquad (12)$$

Уравнение (12) показывает, что для идентичных атомов функция корреляции проявляет квантовые биения с частотой $2\omega_{12}$. Эти биения исчезают, если не учитывать диполь-дипольное взаимодействие или если атомы заключены в область, размер которой много меньше резонансной длины волны ($kr_{12}\ll1$). Амплитуда биений зависит от направления наблюдения и становится равной нулю для углов $\theta_1=90°$ или $\theta_2=90°$, где $\theta_1(\theta_2)$ — углы между $\mathbf{r}_{12}$ и $\hat{\mathbf{R}}_1(\hat{\mathbf{R}}_2)$. Данный эффект направленности имеет максимум для двух фотонов, детектируемых в направлении $\theta_1=\theta_2=0$. Все это легко понять в рамках коллективных состояний двухатомной системы. Гамильтониан двухатомной системы можно диагонализировать [13—16] включая диполь-дипольное взаимодействие с частотой $\omega_{12}$, что дает собственные состояния $|0\rangle=|1\rangle_1|1\rangle_2$, $|\pm\rangle=(1/\sqrt{2})(|2\rangle_1|1\rangle_2\pm|1\rangle_1|2\rangle_2)$ и $|2\rangle=|2\rangle_1|2\rangle_2$ с энергиями $E_0=0$, $E_\pm=\hbar(\omega_i\pm\omega_{12})$ и $E_2=2\hbar\omega_i$ соответственно.

Действительно, двухатомная система эквивалентна одиночной четырехуровневой системе с одним верхним $|2\rangle$, одним основным $|1\rangle$ и двумя промежуточными состояниями $|\pm\rangle$. Для идентичных атомов вероятность перехода из субизлучающего состояния $|-\rangle$ на основное $|0\rangle$ пропорциональна $[1-\cos(k\hat{\mathbf{R}}\cdot\mathbf{r}_{12})]$, а вероятность перехода из сверхизлучающего состояния $|+\rangle$ в нижнее $|0\rangle$ пропорциональна $1+\cos(k\hat{\mathbf{R}}\cdot\mathbf{r}_{12})$. Интерференция между этими двумя амплитудами вероятностей и дает квантовые биения. Для направлений наблюдения с $\theta_1=90°$ или $\theta_2=90°$ переход $|-\rangle\to|0\rangle$ невозможен, поэтому квантовые биения отсутствуют. При углах $\theta_1=\theta_2=0$ оба перехода (из субизлучающего ($|-\rangle$) и суперизлучающего ($|+\rangle$) состояний) возможны, поэтому интерференция между двумя амплитудами дает квантовые биения.

2. *Независимые атомы.* Если атомы значительно удалены друг от друга, то $\gamma_{12}=0$ и $\omega_{12}=0$, т. е. связь между атомами отсутствует. Тогда уравнение (10) сводится к уравнению для функции корреляции независимых атомов

$$G^2(\mathbf{R}_1, t;\ \mathbf{R}_2, t+\tau)=2\gamma_1\gamma_2 U(\hat{\mathbf{R}}_1)U(\hat{\mathbf{R}}_2)\exp[-2w(2t+\tau)]\times \times\{\cosh 2u_{12}\tau+\cos[k\mathbf{r}_{12}\cdot(\hat{\mathbf{R}}_1-\hat{\mathbf{R}}_2)-2\Delta\tau]\}. \quad (13)$$

Таким образом, двухвременная функция корреляции второго порядка дает квантовые биения, даже если атомы независимы. Этот интерференционный эффект является тем же самым эффектом, который обсуждался Манделом [18], рассмотревшим функцию корреляции второго порядка для двух пучков, излучаемых независимыми атомами. Квантовые биения в функции корреляции второго порядка света, испускаемого независимыми источниками, недавно были зарегистрированы в экспериментах Вайнштейна и др. [19].

В общем случае для двух неидентичных взаимодействующих атомов биения возникают при всех направлениях $\theta$, даже если $\gamma_1=\gamma_2$ и $\Delta\neq 0$ или если $\Delta=0$ и $\gamma_1\neq\gamma_2$. Это легко понять, если вернуться к коллективным состояниям двухатомной системы. При $\Delta\neq 0$ и $\gamma_1=\gamma_2$ состояния $|\pm\rangle$ не являются больше собственными состояниями двухатомной системы. В этом случае гамильтониан системы может быть вновь диагонализирован, включая $\Delta$, что дает новые собственные состояния $|\varphi_\pm\rangle=C_1|\pm\rangle\pm C_2|\mp\rangle$ с энергиями $E_\pm=\hbar\left(\omega_i\pm\sqrt{\Delta^2+\omega_{12}^2}\right)$. Здесь коэффициенты $C_1=\alpha/\sqrt{\alpha^2+\Delta^2}$ и $C_2=-\Delta/\sqrt{\alpha^2+\Delta^2}$, где $\alpha=\omega_{12}+\sqrt{\Delta^2+\omega_{12}^2}$. Поскольку каждое состояние $|\varphi_\pm\rangle$ включает оба состояния $|\pm\rangle$, то переходы с обоих состояний $|\varphi_\pm\rangle$ на основное разрешены во всех направлениях.

Если же $\gamma_1\neq\gamma_2$ и $\Delta=0$, то мы имеем другой механизм, приводящий к квантовым биениям, а именно: различие времен жизни атомов приводит к тому, что матричный элемент $\langle -|\boldsymbol{\mu}_1+\boldsymbol{\mu}_2|0\rangle$ отличается от нуля, поэтому переход $|-\rangle\to|0\rangle$ разрешен. Однако этот механизм зависит от межатомных взаимодействий и отсутствует для независимых атомов.

## Заключение

Рассмотрена проблема возникновения квантовых биений в двухвременной функции корреляции второго порядка для спонтанного излучения от двух неидентичных атомов. Показано, что при взаимодействии атомов биения возникают как для идентичных, так и неидентичных атомов. Для идентичных атомов квантовые биения сильно зависят от направления наблюдения относительно линии, соединяющей атомы. В случае неидентичных атомов к квантовым биениям приводят два механизма. Суть одного из них состоит в том, что смешение состояний $|+\rangle$ и $|-\rangle$ для $\Delta\neq 0$ приводит к образованию новых состояний $|\varphi_+\rangle$ и $|\varphi_-\rangle$, которые связаны с основным состоянием $|0\rangle$, и в конечном итоге приводит к возникновению биений как для взаимодействующих, так и для независимых атомов. Другой механизм заключается в значительном увеличении амплитуды вероятности перехода $|-\rangle\to|0\rangle$, когда ширины линий атомов становятся различными. Это следует из того, что для различающихся атомов матричный элемент $\langle -|\boldsymbol{\mu}_1+\boldsymbol{\mu}_2|0\rangle\neq 0$. Это подтверждает, что для неидентичных атомов имеются две возможные частоты переходов между коллективными состояниями системы атомов.

1. R. H. Dicke. *Phys. Rev.*, **93**, 99 (1954).
2. M. Dillard, H. R. Robl. *Phys. Rev.*, **184**, 312 (1969).

3. N. E. Rehler, J. H. Eberly. *Phys. Rev. A*, **3**, 1735 (1971).
4. G. S. Agarwal. Quantum Optics, Springer Tracts in Modern Physics. Vol. 70, Berlin, Heidelberg, N. Y.: Springer-Verlag, 1974.
5. R. Prakash, N. Chandra. *Phys. Rev. A*, **21**, 1297 (1980).
6. Q. H. F. Vrehen, H. M. J. Hikspoors, H. M. Gibbs. *Phys. Rev. Letts*, **38**, 764 (1977).
7. M. Gross, J. M. Raimond, S. Haroche. *Phys. Rev. Letts*, **40**, 1711 (1978).
8. A. T. Rosenberger, T. A. De Temple. *Phys. Rev. A*, **24**, 868 (1981).
9. G. Breit. *Rev. Mod. Phys.*, **5**, 91 (1933).
10. I. R. Senitzky. *Phys. Rev. A*, **15**, 292 (1977).
11. W. Wöger, H. King, R. J. Glauber, J. W. Haus. *Phys. Rev. A*, **34**, 4859 (1986).
12. А. А. Варфоломеев. *ЖЭТФ*, **59**, 1702 (1970).
13. P. W. Milonni, P. L. Knight. *Phys. Rev. A*, **11**, 1090 (1975).
14. Z. Ficek, R. Tanaś, S. Kielich. *Optica Acta*, **33**, 1149 (1986).
15. R. H. Lehmberg. *Phys. Rev. A*, **2**, 883 (1970).
16. M. J. Stephen. *J. Chem. Phys.*, **40**, 669 (1964).
17. M. Lax. *Phys. Rev.*, **172**, 350 (1968).
18. L. Mandel. *Phys. Rev.*, **134**, A10 (1964).
19. Л. А. Вайнштейн, В. Н. Мелехин, С. А. Мишин, Е. Р. Родоляк. *ЖЭТФ*, **81**, 2000 (1981).

Институт физики
Познаньского университета,
ПНР

Z. Ficek, R. Tanaś, S. Kielich. **Quantum Beats in Photon Correlations of Spontaneous Emission From Two Nonidentical Atoms.**

The emergence of quantum beats in the two-time second-order correlation function is discussed for spontaneous emission from two nonidentical atoms. The atoms are separated by distances comparable to the resonant wavelength and have different transition frequencies and natural linewidths. It is shown that quantum beats appear for nonidentical as well as identical atoms. In the latter case dipole-dipole interaction between the atoms is necessary for quantum beats to appear. For nonidentical atoms, two mechanisms lead to quantum beats and it may well happen that the quantum beats appear even for independent atoms. This effect is similar to that of interference between independent atoms.