Контролируемый распад возбужденных состояний пары атомов

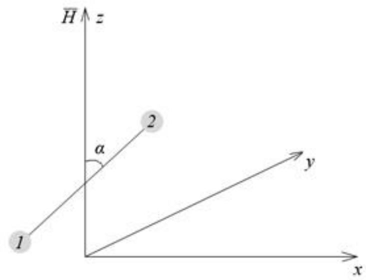
Е.С. Редченко[1,2], В.И. Юдсон[2,3]

[1]Московский физико-технический институт (государственный университет)

[2]Институт спектроскопии РАН

[3]Российский квантовый центр

Эффекты усиления (superradiance effect) и ослабления (subradiance effect) спонтанного излучения возбужденных состояний ансамбля близко расположенных идентичных двухуровневых атомов были впервые изучены Дикке [1]. Темные состояния, характеризующиеся длительным временем распада, являются прекрасным кандидатом для хранения квантов информации, и поэтому представляют особый интерес. Стоит, однако, заметить, что диполь-дипольное взаимодействие, возникающее между слабо разнесенными атомами, не было учтено в работе Дикке.



Изначально мы изучили поведение системы из двух близко расположенных двухуровневых атомов с трижды вырожденным верхним состоянием, на которые действует магнитное поле *H* под «магическим» углом α к *l*, $\alpha = \arccos(1/\sqrt{3}) \approx 54.7^\circ$ [рис. 1] в отсутствии света. Тогда в гамильтониан имеет вид:

$$\begin{aligned}\hat{H}_d &= M_H\left(|-1;g\rangle\langle -1;g| + |g;-1\rangle\langle g;-1|\right)\\ &-M_H\left(|1;g\rangle\langle 1;g| + |g;1\rangle\langle g;1|\right)\\ &+\frac{\hat{d}_1\cdot\hat{d}_2}{r^3} - 3\frac{(\hat{d}_1\cdot\bar{r})(\hat{d}_2\cdot\bar{r})}{r^5},\end{aligned}$$

где $M_H = \mu_B g H$, $|m;\mathrm{g}\rangle$ - возбужденные состояния первого атома, а $|g;m\rangle$ - второго, $m = 0, \pm 1$.

Мы переходим к новому базису симметричных $|s_m\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|m;\mathrm{g}\rangle + |g;m\rangle\right)$ и антисимметричных состояний $|a_m\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|m;\mathrm{g}\rangle - |g;m\rangle\right)$. Найдем матрицу $\langle s, a_m|\hat{H}_d|s, a_m\rangle$, если угол α – магический, она блочная:

$$\|H_s\| = \frac{d_0^2}{l^3}\begin{pmatrix} \frac{M_H l^3}{d_0^2} & -1 & -1 \\ -1 & 0 & -1 \\ -1 & -1 & -\frac{M_H l^3}{d_0^2} \end{pmatrix}, \quad \|H_a\| = \frac{d_0^2}{l^3}\begin{pmatrix} \frac{M_H l^3}{d_0^2} & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & -\frac{M_H l^3}{d_0^2} \end{pmatrix}.$$

Диагонализируем матрицу, найдем собственные значения из характеристического уравнения.

$$E_{s,a}^3 - (\mathrm{M}_H^2 + 3)\,\mathrm{E}_{s,a} \pm 2 = 0.$$

Так мы нашли базис векторов $\left\{\left|\psi_i^s\right\rangle, \left|\psi_j^a\right\rangle\right\}$.

Теперь рассмотрим взаимодействие между системой из двух близко расположенных двухуровневых атомов с трижды вырожденным верхним состоянием, на которые действует магнитное поле *H*, и квантованным фотонным полем. Гамильтониан системы в дипольном приближении имеет вид [2]:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= M_H\left(|-1;g\rangle\langle -1;g| + |g;-1\rangle\langle g;-1|\right) \\ &- M_H\left(|1;g\rangle\langle 1;g| + |g;1\rangle\langle g;1|\right) \\ &- \hbar\sum_{k,\lambda,i,j} g_{k\lambda}^{ij}\left\{\begin{aligned} &|i;g\rangle\langle j;g|\left(a_{k\lambda}e^{-i\bar{k}\cdot\frac{\bar{l}}{2}} + a_{k\lambda}^{+}e^{i\bar{k}\cdot\frac{\bar{l}}{2}}\right) \\ &+|\mathrm{g;i}\rangle\langle \mathrm{g;\,j}|\left(a_{k\lambda}e^{i\bar{k}\cdot\frac{\bar{l}}{2}} + a_{k\lambda}^{+}e^{-i\bar{k}\cdot\frac{\bar{l}}{2}}\right) \end{aligned}\right\} \\ &+ \frac{\hat{d}_1\cdot\hat{d}_2}{r^3} - 3\frac{(\hat{d}_1\cdot\bar{r})(\hat{d}_2\cdot\bar{r})}{r^5} + \sum_{k,\lambda}\hbar\upsilon_k a_{k\lambda}^{+}a_{k\lambda}. \end{aligned}$$

Наличие магнитного поля отличает нашу задачу от рассмотренных ранее [3], и позволяет найти базис векторов $\left\{\left|\psi_i^s\right\rangle, \left|\psi_j^a\right\rangle\right\}$, которые являются некоторой суперпозицией $|m;\mathrm{g}\rangle$ и $|g;m\rangle$. Гамильтониан в этом базисе принимает вид:

$$\begin{aligned} \hat{H} = -\sqrt{2}\hbar\sum_{k,\lambda,\mathrm{m,i}} g_{k\lambda}^{m}\left[\cos\left(\frac{\bar{k}\cdot\bar{l}}{2}\right)C_{mi}^{s}\left|\psi_i^s\right\rangle - i\sin\left(\frac{\bar{k}\cdot\bar{l}}{2}\right)C_{mi}^{a}\left|\psi_i^a\right\rangle\right]\langle \mathrm{g};g|\,a_{k\lambda} + \\ g_{k\lambda}^{m*}|g;g\rangle\left[\cos\left(\frac{\bar{k}\cdot\bar{l}}{2}\right)C_{mi}^{s}\left\langle\psi_i^s\right| + i\sin\left(\frac{\bar{k}\cdot\bar{l}}{2}\right)C_{mi}^{a}\left\langle\psi_i^a\right|\right]a_{k\lambda}^{+} + \sum_{k,\lambda}\hbar\upsilon_k a_{k\lambda}^{+}a_{k\lambda}. \end{aligned}$$

Состояние системы ищем в виде:

$$|\psi(\mathrm{t})\rangle = \sum_i\left(A_i^s(\mathrm{t})\left|\psi_i^s\right\rangle + A_i^a(\mathrm{t})\left|\psi_i^a\right\rangle\right) + \sum_{k,\lambda} B_{k\lambda}(\mathrm{t})a_{k\lambda}^{+}|g;g\rangle.$$

Запишем уравнение Шредингера $-i\frac{\partial\left|\psi(\mathrm{t})\right\rangle}{\partial t}=\hat{H}\left|\psi(\mathrm{t})\right\rangle$ и найдем значения $A_i^{s,a}(\mathrm{t})$. Степень при экспоненте в $\left|A_i^{s,a}(\mathrm{t})\right|^2$ и будет искомой скоростью распада.

Таким образом, работая с упрощенным гамильтонианом, мы вычислили скорости распада состояний $\left\{\left|\psi_i^s\right\rangle,\left|\psi_j^a\right\rangle\right\}$, в зависимости от *H*. То есть показали, как варьировать скорость распада возбужденных состояний, меняя величину магнитного поля.

Литература

1. Dicke R. H. Coherence in spontaneous radiation processes. – Phys. Rev. – 93, 99 (1954).

2. *Скалли М.О., Зубайри М.С.* Квантовая оптика. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. - 512 с.

3. *Wang Da-wei, Li Zheng-hong, Zheng Hang, Zhu Shi-yao* Time evolution, Lamb shift, and emission spectra of spontaneous emission of two identical atoms. – PHYSICAL REVIEW A. – 81, 043819 (2010)