ЧАС ПЕРЕДАЧІ КВАНТОВОЇ ІНФОРМАЦІЇ ВІД ОДНОГО АТОМА-КУБІТА ДО ІНШОГО З УРАХУВАННЯМ ЗАТУХАННЯ КВАНТОВИХ СТАНІВ

С.М. Кузьма, В.Ю. Лазур, В.В. Рубіш, О.К. Рейтій

ДВНЗ "Ужгородський національний університет", Ужгород
e-mail: kuzma.svitlana@uzhnu.edu.ua

У зв'язку з бурхливим розвитком квантової оптики останнім часом усе більший інтерес викликають багаточастинкові задачі, що описують системи кубітів, керовані зовнішніми полями [1]. Існує безліч різних квантових систем, що моделюють кубіти – носії одиниці квантової інформації [1, 2]. Одним з можливих варіантів є використання в цій якості дворівневих атомів. Зазвичай зв'язок атомів у задачах квантової оптики і квантової інформатики здійснюється за допомогою запізнюючої взаємодії атомів між собою, а когерентний контроль системи здійснюється за рахунок їх взаємодії з полем реальних фотонів.

В подальшому нами використовується концепція складного (“компаунд”) об'єкта, а саме “$\text{атом}\,A(1) + \text{атом}\,A(2) + \text{поле}\,F$”. У відповідності з цією концепцією при аналізі процесів передачі квантової інформації між кубітами $A(1)$ та $A(2)$ зручно розглядати поле як систему з визначеним числом квантів n_ω і включати його у незбурений гамільтоніан $\widehat{H}$. Повний гамільтоніан $\widehat{H}$ компаунд-системи “$A(1) + A(2) + F$” має вигляд:

$$\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{H}_{int} = \widehat{H} + \widehat{H}_F + \widehat{H}_{int}. \tag{1}$$

Тут $\widehat{H}_0 = \widehat{H} + \widehat{H}_F = \widehat{H}_1(\vec{r}_1) + \widehat{H}_2(\vec{r}_2) + \widehat{V}^{(\pm)}_{\text{дип}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2; R) + \widehat{H}_F$, $\widehat{H}_1$, $\widehat{H}_2$ – гамільтоніани ізольованих атомів $A(1)$ і $A(2)$ відповідно; $\vec{R}$ – вектор відстані між ядрами атомів; $\widehat{V}^{(\pm)}_{\text{дип}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2; R)$ – оператор взаємодії атомів $A(1)$ і $A(2)$ на довільній відстані один від одного в електричному дипольному наближенні (див. [3]); радіус-вектори електронів $\vec{r}_1$ і $\vec{r}_2$ відносяться до першого $A(1)$ і другого $A(2)$ атома відповідно.

Динаміку симетричного $\tilde{\Psi}^{(0)}_m \to \tilde{\Psi}^{(0)}_s$ і антисиметричного $\tilde{\Psi}^{(0)}_n \to \tilde{\Psi}^{(0)}_a$ каналів взаємодії пари атомів з полем реальних фотонів можна розглядати окремо один від одного. У випадку симетричного каналу $\tilde{\Psi}^{(0)}_m \to \tilde{\Psi}^{(0)}_s$ для амплітуд станів $a_m(t)$ і $a_n(t)$ (тобто коефіцієнтів при базисних функціях $\tilde{\Psi}^{(0)}_m$ і $\tilde{\Psi}^{(0)}_s$) з нестаціонарного рівняння Шредінгера з гамільтоніаном (1) отримаємо звичним чином наступну систему диференціальних рівнянь:

$$\left.\begin{aligned} i\hbar\frac{da_m}{dt_1} &= F_{mn}\exp[i(\omega_{mn} + \omega + i\gamma_n)t_1]a_n = F_{mn}\exp(i(\varepsilon_+ + i\gamma_n)t_1)a_n, \\ i\hbar\frac{da_n}{dt_1} &= F_{nm}\exp(-i(\varepsilon_+ + i\gamma_n)t_1)a_m, \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

де $\varepsilon_+ = (\delta E_s - \hbar\Delta)/\hbar$, $\gamma_n = \Gamma_n/2$, $\Gamma_n = \Gamma_{s(a)} = \gamma_0 + \gamma_{s(a)}$ – константи затухання симетричного (антисиметричного) стану, F_{nm} – матричний елемент переходу $\tilde{\Psi}^{(0)}_m \to \tilde{\Psi}^{(0)}_s$.

Врахування затухання ($\gamma_n \neq 0$) призводить до появи уявних частин у частотах $\omega^{(1,2)}$ і, тим самим, до затухання амплітуд колективних станів $\tilde{\Psi}_m^{(0)}$ і $\tilde{\Psi}_n^{(0)}$. Кінцевий результат для амплітуд a_m і $\tilde{a}_n$ у випадку періодичного за часом збурення:

$$a_m = \exp\left(-\frac{\gamma_n - i\varepsilon_+}{2}t_1\right)\left\{\cos\left((\Omega_+ + i\beta_+)t_1\right) - \frac{i(\varepsilon_+ + i\gamma_n)}{2(\Omega_+ + i\beta_+)}\sin\left((\Omega_+ + i\beta_+)t_1\right)\right\},$$
$$\tilde{a}_n = a_n e^{-\gamma_n t_1} = -\frac{iF_{nm}}{(\Omega_+ + i\beta_+)\hbar}\exp\left(-\frac{\gamma_n + i\varepsilon_+}{2}t_1\right)\sin\left((\Omega_+ + i\beta_+)t_1\right). \quad (3)$$

Тут Ω_+ і β_+ – дійсні числа, що визначаються співвідношенням:

$$\Omega_+ + i\beta_+ = \left\{\frac{|F_{nm}|^2}{\hbar^2} + \frac{(\varepsilon_+ + i\gamma_n)^2}{4}\right\}^{1/2}.$$

Розв’язок (3) для симетричного (антисиметричного) каналу взаємодії складним чином залежить від трьох параметрів: ε_+, F_{nm}, $\gamma_n = \Gamma_s/2$ і часу t_1. Загальний характер залежності $|a_m(t_1)|^2$ і $|a_n(t_1)|^2$ від часу має вигляд

$$\exp(-\gamma_n t_1)(A\exp(-\beta_+ t_1) + B\exp(-i\Omega_+ t_1) + C\exp(\beta_+ t_1)),$$

де сталі *A*, *B*, *C* визначаються параметрами ε_+, F_{nm}, Γ_s.

Для будь-яких співвідношень між Γ_s, β_+, Ω_+ є початкова стадія процесу, коли $t_1 \ll \Gamma_s^{-1}$, β_+^{-1}, Ω_+^{-1}. Якщо ж $\Gamma_s \gg \Gamma_s - \beta_+$, $\Gamma_s^{-1} \ll t_1 \ll (\Gamma_s - \beta_+)^{-1}$, то реалізується квазістаціонарний режим, який у реальній ситуації відповідає достатньо великим часам ($\Gamma_s t_1 \gg 1$) спостереження за компаунд-системою. У цьому випадку затухання станів нетривіальним чином впливає на часовий хід амплітуд ймовірностей $a_m(t_1)$ та $\tilde{a}_n(t_1)$; ефект затухання тим більший, чим більшою є константа затухання Γ_s і чим меншим відношення $(\Gamma_s - \beta_+)/\Gamma_s$.

Як видно з розв’язку (3) системи (2), врахування затухання одного з рівнів призводить до «перекидання» цього затухання на інший рівень. Наприклад, якщо в початковий момент часу ($t_1 = 0$) стан $\tilde{\Psi}_m^{(0)}$ був стабільним, то в наступні моменти часу ($t_1 > 0$) він може розпадатися з константою, рівною половині константи затухання стану $\tilde{\Psi}_n^{(0)}$. Виявлений ефект втрати когерентності квантових станів перешкоджає квантовим обчисленням і тому повинен бути вкрай мінімізований. У зв’язку з цим найбільш перспективним як кубіти квантового комп’ютера бачиться використання ультрахолодних електронейтральних атомів у високозбуджених станах з головним квантовим числом набагато більшим за одиницю.

[1] K.A. Valiev, Phys. Usp. 48, 1 (2005).
[2] V.Yu. Lazur, S.I. Myhalyna, O.K. Reity, Phys. Rev. A. 81, 062707 (2010).
[3] V.Yu. Lazur, S.I. Myhalyna, O.K. Reity, V.V. Rubish, M.I. Karbovanets, Scientific Herald of Uzhhorod University. Series Physics 45, 73 (2019).