

ОБРАТИМАЯ ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОСТИ МЕЖДУ МЕТАСТАБИЛЬНЫМИ КВАНТОВЫМИ СОСТОЯНИЯМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С КВАДРАТИЧНЫМ ЧАСТОТНЫМ ЧИРПОМ

Г.П. ДЖОТЯН¹, А.А. АВЕТИСЯН^{1*}, А.П. ДЖОТЯН²

¹HUN-REN Wigner Research Centre for Physics, Budapest, Hungary

²Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: artakav@ysu.am

(Поступила в редакцию 11 января 2025 г.)

В настоящей работе показано, что ранее разработанная нами схема для создания в квантовой Λ -системе управляемой когерентной суперпозиции метастабильных состояний, при определенных условиях позволяет обратимым образом генерировать произвольную когерентность между этими состояниями. В данной схеме используются лазерные импульсы с квадратичным частотным чирпом (КЧЧ). В то время как первый лазерный импульс с КЧЧ создает необходимую суперпозицию метастабильных состояний, последующий КЧЧ лазерный импульс с теми же параметрами, что и предыдущий, но с противоположным направлением частотной модуляции, возвращает квантовую систему в исходное состояние. Это позволяет сформировать другое требуемое значение когерентности посредством действия последующего КЧЧ импульса с соответствующими параметрами. Рассматривается случай одиночного «широкополосного» КЧЧ лазерного импульса, с шириной частотного спектра, (без модуляции) превышающей частотное расстояние между метастабильными энергетическими уровнями системы.

1. Введение

Когерентное управление квантовыми состояниями с помощью лазерного излучения является важной основой для применений в широком спектре различных областей науки и техники. Среди них квантовая химия [1–4], квантовая информация и обработка данных [5–10], квантовая оптика и манипулирование квантовыми состояниями многоуровневых квантовых систем [11–18], генерация высоких гармоник и повышение эффективности нелинейных процессов в резонансных газах [19–25], запись и хранение оптической фазовой информации [26] и другие области, см. обзорные статьи [27–32]. В последние годы активно изучаются различные схемы когерентного управления переносом населенности и создания когерентности между квантовыми состояниями (см., например, [11–18]). Одним из эффективных методов когерентного управления является использование частотно-чирпированных лазерных импульсов в адиабатическом режиме взаимодействия; см., например, обзорную статью [30]. В [15, 17] одиночный лазерный импульс с линейным частотным чирпом (ЛЧЧ) в адиабатическом

режиме взаимодействия был использован для создания когерентной суперпозиции метастабильных состояний в многоуровневой атомной системе. Следует отметить, что ЛЧЧ лазерные импульсы использовались также для когерентного управления квантовыми состояниями графена [33], квантовых точек [34, 35] и низших состояний мелкой примеси в монослое графена [36]. Также рассматривалось влияние процессов диссипации на когерентный перенос населенности и создание когерентности между состояниями квантовых систем, см. [37-43]. Лазерные импульсы с нелинейным частотным чирпом использовались для сверхбыстрого и селективного когерентного переноса населенности в четырехуровневых атомах в [44], а КЧЧ лазерный импульс использовался для демонстрации надежного переноса населенности между состояниями двухуровневой квантовой системы со временем переноса населенностей, значительно меньшим, чем в случае ЛЧЧ импульса, см. [45].

В нашей недавней работе [46], КЧЧ лазерные импульсы были использованы для надежного создания произвольной когерентной суперпозиции между метастабильными состояниями квантовой системы с Λ -конфигурацией рабочих энергетических уровней при пренебрежимо малом кратковременном возбуждении системы. Требуемое значение когерентности было достигнуто путем варьирования параметров лазерных импульсов, включая их интенсивность и центральную расстройку. Подробно были рассмотрены два случая КЧЧ: случай отрицательной центральной расстройки, когда частота лазерного импульса дважды проходит через резонанс с переходом между метастабильным и возбужденным состояниями, и случай положительной центральной расстройки, когда резонанс с системой не достигается вовсе.

Физику процесса генерации когерентности можно наиболее ясно понять, используя базис суперпозиции «светлого» и «темного» состояний для представления амплитуд метастабильных состояний квантовой системы с Λ -конфигурацией, взаимодействующей с «широкополосным» лазерным импульсом, который одновременно взаимодействует с обоими разрешенными переходами системы, см. [46]. В этом представлении, с лазерным импульсом взаимодействует только «светлая» компонента, в то время как «темная» остается неизменной. Рассматриваемая трехуровневая квантовая система эволюционирует в двухуровневую, где «светлая» компонента представляет собой амплитуду метастабильного состояния, а амплитуда возбужденного состояния совпадает с амплитудой возбужденного состояния квантовой Λ -системы. Как известно, ЛЧЧ лазерный импульс в режиме адиабатического взаимодействия переводит всю населенность основного (метастабильного) состояния двухуровневой системы в её возбужденное состояние. Однако если к двухуровневой системе вместо ЛЧЧ импульса применяется КЧЧ импульс, то населенность системы будет переведена в возбужденное состояние и обратно в основное (метастабильное) состояние в результате двойного вхождения в резонанс с импульсом с двумя противоположными направлениями чирпа (на двух крыльях квадратичного чирпа) [46]. В случае атома с Λ -структурой, когда широкополосный лазерный импульс взаимодействует одновременно с обоими разрешенными переходами, в результате взаимодействия с КЧЧ импульсом возбуждается и вторично возбуждается лишь «светлая» суперпозиционная компонента метастабильных состояний, в то

время как «темная» остается неизменной. Хотя амплитуда «светлой» компоненты в конце взаимодействия остается той же, что и до взаимодействия (аналогично рассмотренному выше случаю двухуровневого атома) результирующая фаза «светлой» компоненты после взаимодействия меняется в зависимости от параметров лазерного импульса. Поскольку значения амплитуды вероятности метастабильных состояний равны линейной комбинации «светлой» и «темной» компонент, конечные амплитуды вероятностей состояний, а следовательно, и когерентность между ними зависят от параметров лазерного импульса, включая его центральную частоту, пиковую интенсивность (амплитуду частоты Раби) и параметр скорости частотной модуляции.

В [46] было показано, что требуемая (произвольная) когерентность между метастабильными состояниями системы может быть надежно и устойчиво создана путем изменения параметров КЧЧ импульса. Здесь были изучены два различных случая: когда зависящая от времени частота лазерного КЧЧ импульса дважды резонирует с переходом между метастабильным и возбужденным состояниями и когда частота лазерного КЧЧ импульса имеет точку поворота вблизи резонанса, и не резонирует с переходом. В обоих случаях была продемонстрирована надежная и устойчивая реализация требуемого значения когерентности между двумя метастабильными состояниями. Как отмечалось выше, подобная схема когерентного управления населенностями и когерентностью между метастабильными состояниями может найти применение в квантовых компьютерах и обработке квантовых данных [47-49]. Однако для этих целей процесс создания необходимой когерентности должен быть обратимым: схема должна позволять системе возвращаться в исходное состояние для подготовки к следующей операции. В настоящей работе мы показываем, что при определенных условиях схема генерации когерентности, представленная в работе [46], может быть использована для обратимой генерации произвольной когерентности между метастабильными состояниями системы. В то время как первый лазерный КЧЧ импульс генерирует необходимую суперпозицию метастабильных состояний, последующий лазерный КЧЧ импульс с теми же параметрами, что и предыдущий, но с противоположным направлением частотной модуляции возвращает квантовую систему в исходное состояние. Тем самым система подготавливается к формированию следующего необходимого значения когерентности путем воздействия последующего КЧЧ импульса с соответствующими параметрами. Как показывает приведенный ниже анализ, для обеспечения обратимости, квадратичная частотная модуляция должна быть спроектирована таким образом, чтобы частота КЧЧ импульса касалась резонансной линии перехода между основным и возбужденным состояниями, не пересекая ее дважды.

2. Математический формализм

Рассмотрим вначале математический формализм, описанный в нашей предыдущей статье [46] для описания взаимодействия КЧЧ импульса с квантовой системой Λ . Затем рассмотрим действие последующего КЧЧ импульса, чтобы показать, что при определенных условиях система может быть переведена в исходное состояние, что делает процесс создания когерентности

обратимым. Рассмотрим взаимодействие КЧЧ лазерного импульса с квантовой системой, имеющей Λ -конфигурацию рабочих уровней (см. рис.1). Лазерный импульс предполагается «широкополосным» с шириной частотного спектра, изначально превышающей частотное расстояние между двумя метастабильными состояниями системы (что позволяет импульсу одновременно взаимодействовать с обоими разрешенными переходами системы). В предположении, что длительность импульса короче всех времен релаксации системы, для описания взаимодействия лазерного импульса с системой мы используем уравнение Шрёдингера

$$\frac{d}{dt}a = i\hat{H}a \quad (1)$$

для столбца вектора состояния

$$a = (a_1, a_2, a_3)^T = a_1(1 \ 0 \ 0)^T + a_2(0 \ 1 \ 0)^T + a_3(0 \ 0 \ 1)^T.$$

В приближении вращающейся волны гамильтониан взаимодействия имеет вид [1, 16]:

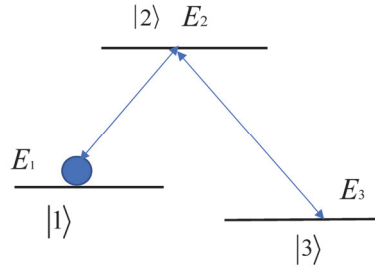


Рис.1. Схема энергетических уровней квантовой системы с Λ -структурой.

$$\hat{H} = \begin{bmatrix} 0 & \Omega_{12} & 0 \\ \Omega_{21} & \varepsilon_{21} + t \frac{d}{dt} \varepsilon_{21} & \Omega_{23} \\ 0 & \Omega_{32} & \omega_R \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где $\Omega_{ij} = \Omega_{ji}^* = A(t)d_{ij}/2\hbar$ ($i, j=1,2,3$) — Раби частота, а d_{ij} — матричный элемент лазерно-индуцированного дипольного перехода из состояния $|j\rangle$ в состояние $|i\rangle$. Единичные векторы-столбцы $(1 \ 0 \ 0)^T$, $(0 \ 1 \ 0)^T$ и $(0 \ 0 \ 1)^T$ описывают состояния $|1\rangle$, $|2\rangle$, and $|3\rangle$ с амплитудами a_i ($I = 1,2,3$) для вероятностей состояний (см. рис.1).

Следует отметить, что переход между метастабильными состояниями $|1\rangle$ и $|3\rangle$ в дипольном приближении запрещен, в этом приближении разрешены только переходы между состояниями $|1\rangle$, $|3\rangle$ и возбужденным состоянием $|2\rangle$. $A(t)$ — (реальная) огибающая лазерного импульса $A(t) = A_0 \exp(-\frac{t^2}{2\tau_p^2})$ с гауссовой формой, A_0 — его амплитуда, $2\tau_p$ — длительность импульса по интенсивности;

$\varepsilon_{21} = \omega_L(t) - \omega_{21}$ и $\varepsilon_{23} = \omega_L(t) - \omega_{23}$ — расстройки однофотонных резонансов, где $\omega_L(t)$ — зависящая от времени несущая частота лазерного импульса, ω_{21} и ω_{23} — частоты резонансных переходов между соответствующими состояниями. Следует отметить, что в случае взаимодействия одиночного лазерного импульса с рассматриваемой квантовой системой рамановская расстройка $\omega_R = \varepsilon_{21}(t) - \varepsilon_{23}(t) = \omega_{13}$ является параметром, не зависящим от времени и равна частотному интервалу $\omega_{13} = (E_1 - E_3)/\hbar$ между двумя основными состояниями квантовой системы с энергиями E_1 и E_3 (см. рис. 1).

Предполагая, что ширина частотного спектра «широкополосного» лазерного импульса $\Delta\omega_p$ ($\Delta\omega_p \sim 1/\tau_p$) превышает частотный интервал ω_{13} между двумя метастабильными состояниями ($\Delta\omega_p > \omega_{13}$), мы можем предположить наличие рамановского резонанса при взаимодействии «широкополосного» лазерного импульса с рассматриваемой квантовой системой и считать рамановскую расстройку $\omega_R = 0$ в гамильтониане (2). В дальнейшем мы предполагаем квадратичную частотную модуляцию во времени для несущей частоты лазера: $\omega_L(t) = \omega_{L0} + \beta t^2$, где ω_{L0} — центральная частота, а β — параметр скорости модуляции, и $\varepsilon_{21} = \omega_L(t) - \omega_{21} = e_0 + \beta t^2$ расстройка, где $e_0 = \omega_{L0} - \omega_{21}$ — центральная расстройка. Эффективная расстройка в уравнении Шрёдингера (1) с гамильтонианом, определяемым уравнением (2), равна $\varepsilon_p(t) = \varepsilon_{21} + t d/dt \varepsilon_{21} = e_0 + 3\beta t^2$. Ниже представлены результаты численного решения уравнения Шрёдингера (1) для заселенностей $n_j = |a_j|^2$, ($j=1,2,3$) квантовых состояний и абсолютного значения когерентности $\rho_{13} = a_1 a_3^*$ между двумя метастабильными состояниями $|1\rangle$ и $|3\rangle$.

3. Обсуждение результатов

Вначале мы покажем обратимость взаимодействия рассматриваемой системы с КЧЧ лазерным импульсом, достигаемую воздействием последующего КЧЧ импульса, предполагая, что первоначально (до взаимодействия с импульсом) система была подготовлена (например, оптической накачкой) в одном из своих метастабильных состояний, например, в состоянии $|1\rangle$: $n_1(t \rightarrow -\infty) = 1$ и $n_2(t \rightarrow -\infty) = n_3(t \rightarrow -\infty) = 0$. Как следует из численных результатов (см. рис. 2), эффект обратимости проявляется только в случае, когда последующий КЧЧ импульс имеет те же параметры, что и первый, за исключением параметра скорости частотной модуляции β , который должен иметь противоположный знак. Другим важным условием является равенство нулю центральной расстройки: $e_0 = 0$ (см. рис.2 и рис.3). Ниже на рис.2 и рис.3 показана динамика заселенности состояний и абсолютного значения когерентности под действием первого и второго КЧЧ лазерных импульсов, полученная в результате численного решения уравнения Шрёдингера (1).

Как видно из рис.2, под действием первого КЧЧ лазерного импульса происходит перенос населенностей между метастабильными состояниями при небольшом и кратковременном возбуждении системы. В результате между метастабильными состояниями генерируется когерентность.

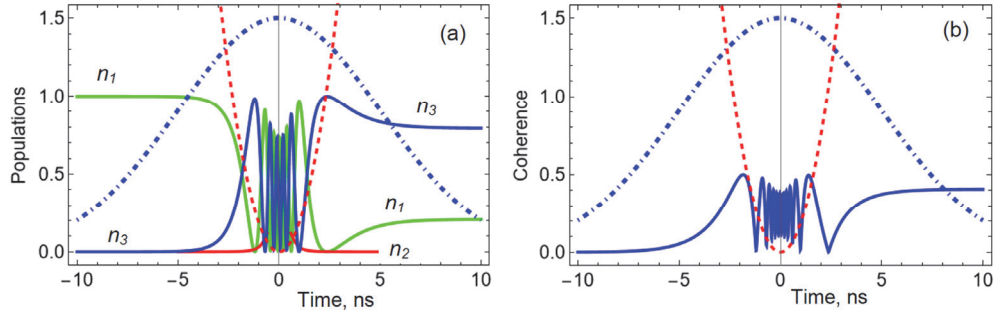


Рис.2. (а) Динамика населенности состояний и (б) абсолютное значение когерентности между двумя метастабильными состояниями системы после действия первого КЧЧ лазерного импульса. Примененные параметры: $\tau_p = 5$ нс- половина длительности импульса, $\Omega_0 = 15$ ГГц – амплитуда частоты Раби, параметр скорости chirpa $\beta = 25$ ГГц³. Точечно-пунктирная линия описывает форму лазерного импульса, а точечная – расстройку $\varepsilon_p(t) = \varepsilon_0 + 3\beta t^2$ с центральным значением $\varepsilon_0 = 0$.

Как следует из рис.3, квантовая система возвращается в исходное состояние ($n_1 = 1, n_2 = n_3 = 0$) в результате воздействия второго КЧЧ импульса после генерации когерентной суперпозиции двух метастабильных состояний первым КЧЧ импульсом (см. рис.2).

Необходимыми условиями для такого поведения системы являются следующие: все параметры последующего КЧЧ импульса должны совпадать с параметрами первого, но с противоположным знаком параметра частотной модуляции. На следующем этапе перейдем к вычислению зависимости абсолютного значения генерируемой когерентности ρ_{13} между метастабильными состояниями от амплитуды частоты Раби Ω_0 и параметра скорости частотной модуляции β . Ниже на рис. 4 представлен цветовой график этой зависимости, полученный в результате численного решения уравнения Шрёдингера (1).

Как видно из рис.4, существуют области для амплитуды частоты Раби и параметра частотной модуляции, где произвольное значение когерентности устойчиво создается путем изменения пиковой интенсивности (амплитуды

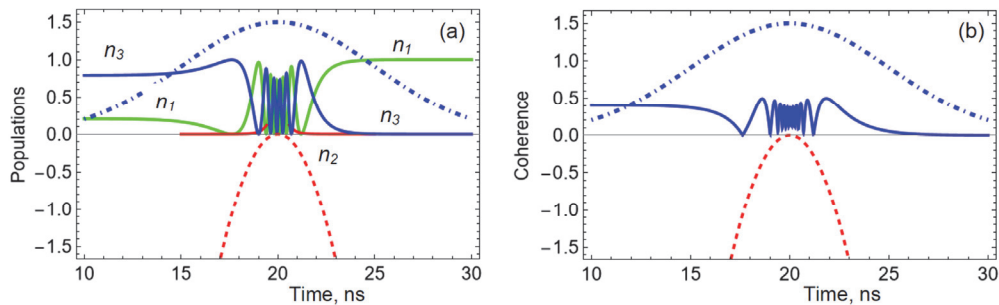


Рис.3. (а) Динамика населенности состояний и (б) абсолютное значение когерентности между двумя метастабильными состояниями системы в поле последующего КЧЧ лазерного импульса. Все параметры те же, что на рис.2 за исключением параметра скорости chirpa: $\beta = -25$ ГГц³.

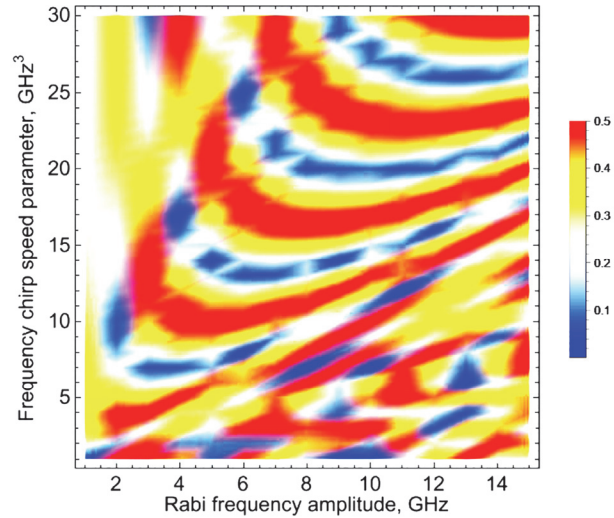


Рис.4. Зависимость абсолютного значения генерируемой когерентности от амплитуды частоты Раби Ω_0 и параметра скорости чирпа β , установленные в системе после воздействия КЧЧ лазерного импульса. Примененные параметры: $\tau_p = 5$ нс, $e_0 = 0$.

частоты Раби) лазерного импульса КЧЧ и параметра скорости частотной модуляции. На этом рисунке наблюдается квазипериодическая зависимость величины генерируемой когерентности от амплитуды частоты Раби и параметра скорости частотной модуляции. Ниже, для удобства, эти зависимости представлены по отдельности на рис.5 и рис.6.

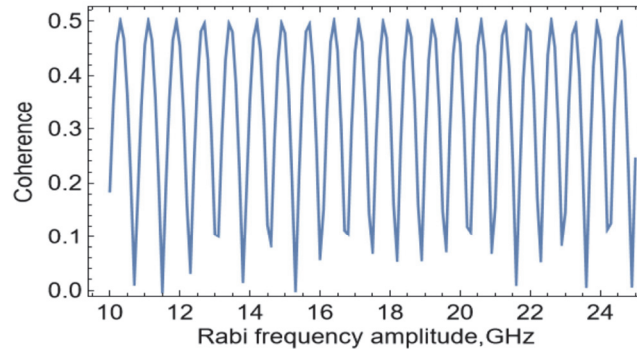


Рис.5. Зависимость абсолютного значения генерируемой когерентности ρ_{13} между метастабильными состояниями от амплитуды частоты Раби. Используемые параметры: $\tau_p = 5$ нс; центральная расстройка $e_0 = 0$; параметр скорости чирпа $\beta = 25$ ГГц³.

4. Заключение

Представлена схема обратимой генерации когерентности между метастабильными состояниями квантовой системы с Λ -структурой рабочих энергетических уровней с использованием КЧЧ лазерных импульсов. Показано, что КЧЧ импульс может устойчиво создавать произвольное требуемое значение

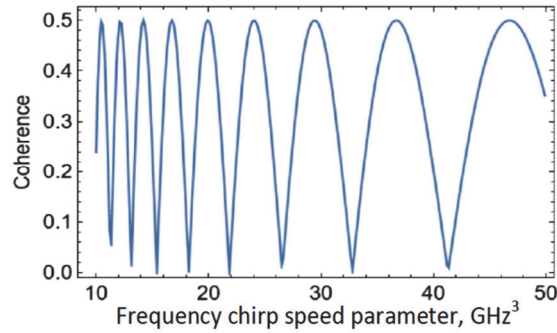


Рис.6. Зависимость абсолютного значения генерируемой когерентности от параметра скорости чирпа. Используемые параметры: $\tau_p = 5$ нс; центральная расстройка $e_0 = 0$; амплитуды частоты Раби $\Omega_0 = 15$ ГГц.

когерентности между двумя метастабильными состояниями системы при малом и кратковременном возбуждении системы. Значение когерентности может изменяться путем изменения параметров лазерного импульса, включая его пиковую интенсивность и параметр скорости частотной модуляции.

Показано, что процесс генерации когерентности обратим, если центральная расстройка между частотой лазерного импульса и переходом между метастабильным и возбужденным состояниями системы равна нулю. Перенос квантового состояния системы в исходное осуществляется последующим лазерным КЧЧ импульсом с параметрами, аналогичными первому, но с противоположным знаком параметра скорости частотной модуляции.

Следует отметить, что возвращение системы в исходное состояние дает возможность формирования другого требуемого значения когерентности на следующем этапе путем воздействия следующего КЧЧ лазерного импульса с соответствующими параметрами.

Представленная схема создания обратимой заданной когерентности между двумя метастабильными состояниями может найти применение в области квантовых вычислений и обработки данных для генерации кубитов, когда задействованы только метастабильные состояния квантовой системы, что позволяет исключить негативные эффекты спонтанной релаксации.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по высшему образованию и науке РА в рамках проекта №21AG-1C048.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Nuernberger, G. Vogt, T. Brixner, G. Gerbe. Phys. Chem. Chem. Phys., **9**, 2470 (2007).
2. X. Li, G.A. Parker. J. Chem. Phys., **128**, 184113 (2008).
3. S. Chatterjee, S.S. Bhattacharyya. J. Chem. Phys., **133**, 164313 (2010).
4. M. Shapiro, P. Brumer. Quantum Control of Molecular Processes. WILEY-CH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012.
5. D. Bouwmeester, A. Ekert, A. Zeilinger. The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation. Springer-Verlag, 2000.

6. **C.H. Bennett, D.P. DiVincenzo.** *Nature*, **404**, 247 (2000).
7. **M. Saffman, T.G. Walker.** *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2313 (2010).
8. **P. Kaufmann, T.F. Gloger, D. Kaufmann, M. Johanning, C.Wunderlich.** *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 010501 (2018).
9. **M.A. Nielsen, I.L. Chuang.** *Quantum Computation and Quantum Information.* Cambridge University Press, 2010.
10. **A.G. Radnaev, W.C. Chung, D.C. Cole et al.** *PRX QUANTUM* **6**, 030334 (2025).
11. **A.S. Parkins, P. Marte, P. Zoller, H.J. Kimble.** *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 3095 (1993).
12. **F. Vewinger, M. Heinz, R.G. Fernandez, N.V. Vitanov, K. Bergmann.** *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 213001 (2003).
13. **G.P. Djotyan, J.S. Bakos, Zs. Sörlei, J. Szigeti.** *Phys. Rev. A*, **70**, 063406 (2004).
14. **N. Sangouard, S. Guérin, L. P. Yatsenko, T. Halfmann.** *Phys. Rev. A*, **70**, 013415 (2004).
15. **G.P. Djotyan, J.S. Bakos, G.Demeter, Zs. Sörlei, J. Szigeti, D. Dzsotjan.** *J. Opt. Soc. Am. B.*, **25**, 166 (2008).
16. **H.K. Avetissian, A. Brown, G.F., Mkrtchian.** *Phys. Rev. A*, **80**, 033413 (2009).
17. **Z. Zhang, X. Yang, X. Yan.** *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 1017 (2013).
18. **G. Liu, V. Zakharov, T. Collins, P. Gould, S.A. Malinovskaya.** *Phys. Rev. A*, **89**, 041803(R) (2014).
19. **J.B. Watson, A. Saprera, X. Chen, K. Burnett.** *Phys. Rev. A*, **53**, R1962 (1996).
20. **M.D. Lukin, P.R. Hemmer, M. Loeffler, M. Scully.** *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 2675(1998).
21. **E. Korsunsky, T. Halfmann, J.P. Marangos, M. Fleischhauer, K. Bergmann,** *Eur. Phys. J. D* **23**, 167 (2003).
22. **T. Rickes, J.P. Marangos, T. Halfmann.** *Opt. Commun.*, **227**, 133 (2003).
23. **D.B. Milošević.** *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**, 308 (2006).
24. **H.K. Avetissian, A.G. Markossian, G.F. Mkrtchian.** *Phys. Rev. A*, **84**, 013418 (2011).
25. **M. Shapiro, P. Brumer.** *Quantum Control of Molecular Processes.* WILEY-VCH Verlag GmbH & Co, 2012.
26. **G.P. Djotyan, J.S. Bakos, Zs. Sörlei.** *Phys. Rev. A*, **64**, 013408 (2001).
27. **K. Bergmann, H. Theuer, B.W. Shore.** *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 1003 (1998).
28. **N.V. Vitanov, T. Halfmann, B.W. Shore, K. Bergmann.** *Annu. Rev. Phys. Chem.*, **52**, 763 (2001).
29. **V.S. Malinovsky, J.L. Krause.** *Eur. Phys. J. D*, **14**, 147 (2001).
30. **P. Král, I. Thanopoulos, M. Shapiro.** *Rev. Mod. Phys.*, **79** 53 (2007).
31. **N.V. Vitanov, A.A. Rangelov, B.W. Shore, K. Bergmann.** *Rev. Mod. Phys.*, **89**, 015006 (2017).
32. **O.V. Ivakhnenko, S.N. Shevchenko, F. Nori.** *Physics Reports*, **995**, 1 (2023).
33. **C. Ding, R. Yu, X. Hao, D. Zhang.** *Scientific Reports*, **8**, 1530 (2018).
34. **A. Debnath, C. Meier, B. Chatel, T. Amand.** *Phys. Rev. B*, **86**, 161304(R) (2012).
35. **F. Kappe, Y. Karli, G. Wilbur, R.G. Krämer, S. Ghosh, R. Schwarz, M. Kaiser, T.K. Bracht, D.E. Reiter, S. Nolte, K.C. Hall, G. Weihs, V. Remesh.** *Advanc. Quantum Tech*, **8**, 2300352 (2025).
36. **A.P. Djotyan, G.P. Djotyan, A.A. Avetisyan.** *J. Contemp. Phys.*, **59**, 272 (2024).
37. **N.Sandor, J.S. Bakos, Zs. Sörlei, G.P. Djotyan.** *JOSA B*, **28**, 2785(2011).
38. **C. Xu, A. Poudel, M.G. Vavilov.** *Phys. Rev. A*, **89**, 052102 (2014).
39. **A. Levy, E. Torrontegui, R. Kosloff.** *Phys. Rev. A*, **96**, 033417 (2017).
40. **A.A. Avetisyan, A.P. Djotyan, G.P. Djotyan, A.L. Vartanian, A.L. Asatryan.** *J.*

- Contemp. Phys., **60**, 51 (2025).
41. **S. Ashhab**. Phys. Rev. A, **90** 062120 (2014).
 42. **A. Dodin, S. Garmon, L. Simine, D. Segal**. J. Chem. Phys. **140**, 124709 (2014).
 43. **M. Hosseini, F. Sarreshtedari**. Int. J. Opt. Photon. **11**, 57 (2017).
 44. **P. Kumar, A.K. Sarma**. Phys. Rev. A, **88**, 033823 (2013).
 45. **F. Ahmadiouri, M. Hosseini, F. Sarreshtedari**, Phys. Scr., **94**, 105404 (2019).
 46. **G.P. Djotyan, A.A. Avetisyan, A.P. Djotyan**. arXiv:2511.05161 [quant-ph] (2025).
 47. **M. Saffman, T.G. Walker and K. Mølmer**, Rev. Mod. Phys. **82**, 2313 (2010).
 48. **C. H. Bennett, D.P. DiVincenzo**, Nature **404**, 247 (2000).
 49. **E. Knill**. Nature, **463**, 441 (2010).

REVERSIBLE GENERATION OF COHERENCE BETWEEN METASTABLE
QUANTUM STATES USING LASER PULSES WITH
QUADRATIC FREQUENCY CHIRP

G.P. DJOTYAN, A.A. AVETISYAN, A.P. DJOTYAN

In this paper, we show that the scheme we previously developed for creating a controlled coherent superposition of metastable states in a quantum system, under certain conditions, allows the reversible generation of arbitrary coherence between these states. This scheme utilizes laser pulses with a quadratic frequency chirp (QFC). While the first QFC laser pulse generates the required superposition of metastable states, a subsequent QFC laser pulse with the same parameters as the previous one, but with the opposite direction of frequency chirp, returns the quantum system to its original state, allowing another required coherence value to be formed by applying the next QFC pulse with the appropriate parameters. The case of a single “broadband” QFC laser pulse is considered, when the frequency spectrum of the pulse (without chirp) exceeds the frequency distance between the metastable energy levels of the system.

ՄԵՏԱԿԱՅՈՒՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԿՈՇԵՐԵՆՏՈՒԹՅԱՆ
ՇՐՋԵԼԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱ՝ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ՔԱՌԱԿՈՒՍԱՅԻՆ ՉԻՐՊՈՎ
ԼԱՋԵՐԱՑԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Գ.Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Ա.Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Ա.Ա. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Այս աշխատանքում ցույց ենք տալիս, որ Λ -կառուցվածքով քվանտային համակարգում մետակայուն վիճակների վերահսկվող կոհերենտ սուպերպոզիցիա ստեղծելու համար մեր կողմից նախկինում մշակված սխեման, որոշակի պայմաններում, թույլ է տալիս այդ վիճակների միջև կամայական կոհերենտության շրջելի գեներացիա: Այս սխեման օգտագործում է հաճախության քառակուսային չիրպով (ՀՔՉ) լազերային իմպուլսներ: Մինչդեռ առաջին ՀՔՉ լազերային իմպուլսը առաջացնում է մետակայուն վիճակների անհրաժեշտ սուպերպոզիցիա, հաջորդ նույն պարամետրերով բայց չիրպի հակառակ ուղղությամբ ՀՔՉ լազերային իմպուլսը վերադարձնում է քվանտային համակարգը իր սկզբնական վիճակին: Դա թույլ է տալիս ձևավորել մեկ այլ պահանջվող կոհերենտության արժեք՝ կիրառելով հաջորդ ՀՔՉ իմպուլսը համապատասխան պարամետրերով: Դիտարկվել է մեկ «լայնաշերտ» ՀՔՉ լազերային իմպուլսի դեպքը, երբ իմպուլսի հաճախային սպեկտրի լայնությունը (առանց չիրպի) գերազանցում է էներգետիկ հեռավորությունը համակարգի մետակայուն մակարդակների միջև: