

09

О некоторых новых возможностях управления квантовыми системами с помощью униполярных предельно коротких импульсов

© Р.М. Архипов^{1,2,3}, М.В. Архипов^{1,2}, А.В. Пахомов², Н.Н. Розанов^{2,3,4}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

² Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

³ ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова,
199053 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: arhipovrostislav@gmail.com

Поступила в редакцию 12.09.2019 г.

В окончательной редакции 12.09.2019 г.

Принята к публикации 20.09.2019 г.

На основании приближенного решения уравнения Шредингера изучено воздействие пары предельно коротких, субцикловых импульсов малой амплитуды на квантовую систему. Показано, что в случае, когда длительность импульсов короче обратных частот атомных переходов, вероятность переходов между уровнями определяется электрической площадью импульса и временной задержкой между ними. Как следствие этого факта, униполярный импульс по сравнению с биполярным способен оказывать более эффективное воздействие на систему, а последовательность импульсов реализует селективное воздействие на квантовые объекты, несмотря на нерезонансный характер взаимодействия.

Ключевые слова: предельно короткие импульсы, униполярные импульсы, аттосекундные импульсы.

DOI: 10.21883/OS.2020.01.48845.257-19

Прогресс в генерации предельно коротких импульсов (ПКИ) аттосекундной длительности сделал возможным изучать и управлять движением волновых пакетов в веществе на временах порядка периода колебаний световой волны [1–6]. При этом, если длительность импульса короче обратных частот резонансных переходов в системе, характер взаимодействия импульса со средой существенно зависит от формы импульса. В этом случае существенную роль играет „степень униполярности“ импульса, определяемая [7–9] как

$$\xi = \frac{\int E dt}{\int |E| dt}. \quad (1)$$

В числителе (1) стоит электрическая площадь импульса, которая определяется [10,11] соотношением

$$S_E = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) dt, \quad (2)$$

где E — напряженность электрического поля и t — время. Именно электрическая площадь импульса определяет характер взаимодействия ПКИ с микробъектами в случае, если длительность импульса короче периода резонансных переходов в атоме [7–9,12–17]. Действительно, униполярные ПКИ с ненулевой площадью позволяют оказывать однонаправленное воздействие на заряженные

частицы, что открывает возможности для использования их для контроля динамики волновых пакетов в веществе [4,7–9,12–15] и для ускорения заряженных частиц [16,17]. Методы получения униполярных импульсов описаны в обзорах [7–9] и цитируемой литературе. Квазиуниполярные импульсы полуциклового формы получены экспериментально в оптическом [4–6] и в терагерцовом [18–21] диапазоне частот. Экспериментально изучалось взаимодействие субцикловых импульсов с веществом и возможность управления параметрами различных сред [4,22–25]. Так, в [4,25] показано, что результат действия полуцикловых, квазиуниполярных импульсов на среду отличается от случая действия биполярного многоциклового импульса.

Теоретически взаимодействие униполярных ПКИ с веществом практически не изучено на сегодняшний день. Данный вопрос требует тщательного теоретического анализа. Очевидно, что в случае, когда длительность импульса короче обратных частот атомных переходов, применение стандартного малоуровневого приближения может оказаться недостаточным для описания взаимодействия ПКИ с атомом. В этом случае теоретическое рассмотрение вопроса должно проводиться с помощью решения уравнения Шредингера для волновой функции квантовой системы [26]. В работах [12–15] на основе приближения внезапных возмущений (когда длительность импульса короче времени характерного движения электрона в атоме) изучалось действие ПКИ

на простейшие квантовые объекты — атом водорода и гармонический осциллятор. В приближении внезапных возмущений считается, что за время действия импульса электрон не успевает заметно сместиться. Поэтому в первом приближении в уравнении Шредингера пренебрегается собственным гамильтонианом системы (оператором кинетической энергии и кулоновым полем ядра) во время действия поля импульса. В этом случае, как показывает анализ, вероятности переходов определяются электрической площадью импульса [8,9,14,15]. В случае, если длительность импульса сравнима или больше характерного времени движения электрона в атоме, для описания взаимодействия ПКИ с атомными системами применяют стандартную теорию возмущений [26,27] или численное решение уравнение Шредингера [28,29] (см. также обзор [30] и цитируемую в нем литературу). Как показывает анализ [13], в случае малой длительности импульса результаты вычисления вероятности переходов, полученные с помощью приближения внезапных возмущений, приближенно совпадают с результатами расчетов, проведенными на основе стандартной теории возмущений в приближении слабого поля.

Целью данной заметки является анализ возможности управления состоянием атомной системы с помощью униполярных субцикловых ПКИ, длительность которых короче обратных частот атомных переходов в системе. Анализ проводится на основе стандартной теории возмущений, применимой для полей с амплитудой, меньшей внутриатомного поля ($\sim 10^9$ V/cm). Будет показано, что вероятность перехода определяется электрической площадью импульса, а в случае воздействия на среду пары импульсов — задержкой между импульсами. А это, в свою очередь, показывает возможность более эффективного управления динамикой волновых пакетов с помощью униполярных ПКИ по сравнению с обычными биполярными импульсами.

Для теоретического описания воздействия ПКИ на квантовую систему необходимо использовать временное уравнение Шредингера для волновой функции ψ [26]:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = [\hat{H}_0 + V(t)]\psi. \quad (3)$$

Здесь \hbar — приведенная постоянная Планка, \hat{H} — собственный гамильтониан системы и $V(t) = -dE(t)$ — потенциал ее взаимодействия с импульсом излучения в дипольном приближении, d — дипольный момент атома. Предположим, что система взаимодействует с ПКИ малой амплитуды, меньшей внутриатомного поля, и длительность импульса короче обратных частот переходов в системе. В этом случае анализ взаимодействия будем проводить на основе приближенного решения уравнения Шредингера (3). Пусть до взаимодействия система была в основном состоянии Ψ_0 из дискретного набора собственных состояний гамильтониана \hat{H}_0 . Вероятность перехода системы из основного состояния в возбужденные может быть вычислена [26] в первом

порядке теории возмущений:

$$w_{0k} = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int V_{0k} e^{i\omega_{0k}t} dt \right|^2. \quad (4)$$

Здесь $V_{0k} = -d_{0k}E(t)$ — матричный элемент оператора возмущения, d_{0k} — дипольный момент перехода, ω_{0k} — частота резонансного перехода.

Если длительность импульса короче обратной частоты атомного перехода, то осциллирующая экспонента под интегралом (4) не успеет заметно измениться за время действия импульса. Тогда при вычислении интеграла (4) в первом приближении можно положить в показателе экспоненты $t = 0$. Данное приближение сводится к случаю, когда на систему действует импульс дельта-образной формы. Тогда интеграл в (4) берется, и для вероятности перехода имеем

$$w_{0k} = \frac{d_{0k}^2}{\hbar^2} S_E^2. \quad (5)$$

Из (5) видно, что вероятность перехода монотонно зависит от квадрата электрической площади импульса. Поэтому эффективность воздействия на систему униполярных ПКИ по сравнению с биполярными очевидна.

В случае действия на систему пары дельтаобразных импульсов, обладающих электрическими площадями S_{E1} и S_{E2} , временной интервал между которыми Δ , из формулы (4) нетрудно получить

$$w_{0k} = \frac{d_{0k}^2}{\hbar^2} \left(S_{E1}^2 + S_{E2}^2 + 2S_{E1}S_{E2} \cos \omega_{0k}\Delta \right). \quad (6)$$

Видно, что и в случае возбуждения системы парой импульсов результат воздействия определяется электрической площадью импульса и задержкой между импульсами. Если импульсы распространяются навстречу друг другу в протяженной среде с малой концентрацией частиц, то данная формула может быть интерпретирована как наведение гармонической решетки заселенностей, возникающей в протяженной среде [31–33]. Возможность наведения решеток в многоуровневой среде с помощью пары субцикловых импульсов изучалась авторами ранее в [33]. Однако если импульсы следуют друг за другом и воздействуют на тонкий слой частиц (или единичный атом), то данная формула иллюстрирует возможность управления населенностями между уровнями с помощью изменения задержки между импульсами. Таким образом, меняя задержку между импульсами, можно управлять состоянием среды, селективно возбуждать/девозбуждать те или иные переходы, несмотря на нерезонансный характер взаимодействия. Возможность эффективного, нерезонансного воздействия единичного униполярного импульса на квантовую систему (по сравнению с одноцикловым биполярным импульсом) была показана теоретически в [15]. А формула (6) по сути обобщает данный вывод на случай пары униполярных импульсов.

Интересно отметить, что слагаемые в скобках по виду напоминают распределение освещенности при интерференции двух монохроматических волн в среде, где под Δ понимают разность хода двух волн [34]. Данное совпадение неудивительно, ведь результат возбуждения среды зависит от задержки между импульсами. Также зависимость вероятности от задержки между импульсами говорит о том, что результат воздействия каждого следующего импульса зависит от результата воздействия предыдущего импульса, т. е. от фазы волновой функции в момент прихода второго импульса, что характерно для когерентного взаимодействия импульса со средой (если длительность импульсов и задержка между ними короче времен релаксации в среде) [35].

Формулы (5) и (6) были получены в случае воздействия на систему дельтаобразных импульсов. Однако аналогичные выражения могут быть получены и в случае воздействия на систему импульсов произвольной формы. Пусть на систему воздействует пара униполярных импульсов гауссовой формы, имеющих в общем виде разные амплитуды и длительности (и соответственно площади):

$$E(t) = E_1 \exp[-t^2/\tau_1^2] + E_2[-(t - \Delta)^2/\tau_2^2]. \quad (7)$$

Тогда вместо (6) имеем

$$w_{0k} = \frac{d_{0k}^2}{\hbar^2} S_{E1}^2 \exp\left[-\frac{\omega_{0k}^2 \tau_1^2}{2}\right] + \frac{d_{0k}^2}{\hbar^2} S_{E2}^2 \exp\left[-\frac{\omega_{0k}^2 \tau_2^2}{2}\right] + 2 \frac{d_{0k}^2}{\hbar^2} S_{E1} S_{E2} \exp[-\omega_{0k}^2 (\tau_1^2 + \tau_2^2)/4] \cos(\omega_{0k} \Delta) \quad (8)$$

(S_{E1} и S_{E2} — площади импульсов). Из формулы (8) также видна периодическая зависимость заселенностей квантовых состояний системы от задержки между импульсами и ее зависимость от длительности импульсов. Таким образом, меняя задержку между импульсами и длительность импульсов, с помощью пары ПКИ можно оказывать селективное воздействие на квантовые объекты, несмотря на нерезонансный характер взаимодействия. Обратим внимание, что формула (8) применима к субцикловому импульсу с нулевой электрической площадью, состоящему из двух полувольт: первая полуволна обладает большой амплитудой и крайне малой длительностью, а вторая полуволна имеет большую длительность и малую амплитуду. Тогда в выражении (8), если $\omega_{0k} \tau_2 \gg 1$, доминирующим будет являться первое слагаемое, а вторым и третьим слагаемым можно пренебречь. И действие такого одиночного субциклового импульса с нулевой площадью совпадает с действием одиночного униполярного импульса. Данный вывод качественно согласуется с экспериментальными результатами работы [4], в которой показано эффективное воздействие субциклового импульса на квантовую систему.

Приведем численные оценки. Пусть среда возбуждается аттосекундными импульсами гауссовой формы, длительность импульса $\tau_p = 500$ as, амплитуда

$E_0 = 10^7$ V/cm, что сравнимо с экспериментальными результатами работы [4]. При $\omega_{0k} = 3 \cdot 10^{15}$ rad/s, $d_{0k} = 15$ D имеем для максимального значения $w_{0k} \sim 0.1$.

Таким образом, в работе на основании приближенного решения уравнения Шредингера проанализировано воздействие пары ПКИ на атомную систему в условиях, когда длительность импульса короче периодов резонансных переходов в атоме и его амплитуда слабее внутриатомного поля. Показано, что определяющую роль во взаимодействии играет электрическая площадь импульсов и временная задержка между ними. Это указывает на возможность селективного воздействия на среду с помощью изменения задержки между импульсами, несмотря на нерезонансный характер взаимодействия ПКИ со средой. Униполярные импульсы могут быть использованы для более эффективного управления динамикой волновых пакетов в веществе, химическими, а также ядерными реакциями, как отмечалось в работе [36], в которой сообщалось о первой экспериментальной регистрации униполярного электромагнитного излучения от пучка релятивистских электронов.

Финансирование работы

Изучение возможности сверхбыстрого управления состоянием среды с помощью пары импульсов выполнено при поддержке гранта РНФ 19-72-00012. Исследование роли электрической площади во взаимодействии выполнено при поддержке гранта РФФИ 19-02-00312а.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Krausz F., Ivanov M. // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 163.
- [2] Calegari F. et al. // J. Phys. B. 2016. V. 49. N 6. P. 062001.
- [3] Ramasesha K., Leone S.R., Neumark D.M. // Ann. Rev. Phys. Chem. 2016. V. 67. P. 41.
- [4] Hassan M.T., Luu T.T., Moulet A., Raskazovskaya O. et al. // Nature. 2016. V. 530. P. 66.
- [5] Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. // Nature Photon. 2012. V. 6. P. 304.
- [6] Xu J., Shen B., Zhang X. et al. // Sci. Rep. 2018. V. 8. P. 2669.
- [7] Архипов Р.М., Пахомов А.В., Архипов М.В., Бабушкин И., Толмачев Ю.А., Розанов Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. № 6. С. 388; Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Babushkin I., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. // JETP Lett. 2017. V. 105. N 6. P. 408.
- [8] Розанов Н.Н., Архипов М.В., Архипов Р.М., Веретеннов Н.А., Пахомов А.В., Федоров С.В. // Опт. и спектр. 2019. Т. 127. В. 1. С. 82; Veretenov N.A., Pakhomov A.V., Fedorov S.V. // Opt. Spectrosc. 2019. V. 127. N 1. P. 77.
- [9] Архипов Р.М., Архипов М.В., Шимко А.А., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 1. С. 9; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Shimko A.A., Rosanov N.N. // JETP Lett. 2019. V. 110. N 1. P. 15.

- [10] Розанов Н.Н. // Опт. и спектр. 2009. Т. 107. № 5. С. 761; *Rosanov N.N.* // Opt. Spectrosc. 2009. V. 107. N 5. P. 721.
- [11] Розанов Н.Н., Архипов Р.М., Архипов М.В. // УФН. 2018. Т. 188. В. 12. С. 1347; *Rosanov N.N., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V.* // Phys. Usp. 2018. V. 61. N 12. P. 1227.
- [12] *Dimitrovski D., Solov'ev E.A., Briggs J.S.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 083003.
- [13] *Dimitrovski D., Solov'ev E.A., Briggs J.S.* // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 043411.
- [14] Розанов Н.Н. // Опт. и спектр. 2018. Т. 124. В. 1. С. 75; *Rosanov N.N.* // Opt. Spectrosc. 2018. V. 124. N 1. P. 72.
- [15] *Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N.* // Opt. Lett. 2019. V. 44. N 5. P. 1202.
- [16] Розанов Н.Н. // Опт. и спектр. 2018. Т. 125. В. 6. С. 818; *Rosanov N.N.* // Opt. Spectrosc. 2018. V. 125. N 6. P. 1012.
- [17] Розанов Н.Н. // Опт. и спектр. 2019. Т. 126. В. 2. С. 211; *Rosanov N.N.* Opt. Spectrosc. 2019. V. 126. N 2. P. 140.
- [18] *Reiman K.* // Rep. Progr. Phys. 2007. V. 70. P. 1597.
- [19] *Roskos H.G., Thomson M.D., Kress M., Loeffler T.* // Laser Photon. Rev. 2007. V. 1. P. 349.
- [20] *Gao Y., Drake T., Chen Z., DeCamp M.F.* // Opt. Lett. 2008. V. 33. P. 2776.
- [21] *Obraztsov P.A., Kaplas T., Garnov S.V., Kuwata-Gonokami M., Obraztsov A.N., Svirko Y.P.* // Sci. Rep. 2014. V. 4. P. 4007.
- [22] *Jones R.R.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 3927.
- [23] *Bensky T.J., Campbell M.B., Jones R.R.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 3112.
- [24] *Wetzels A., Gjrter A., Noordam L.D., Robicheaux F., Dinu C., Muller H.G., Vrakking M.J.J., van der Zande W.J.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 273003.
- [25] *Chai X., Ropagnol X., Mohsen Raeis-Zadeh S., Reid M., Safavi-Naeini S., Ozaki T.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P. 143901.
- [26] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1989. 768 с.; *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Quantum mechanics. Pergamon, 1974.
- [27] Келдыш Л.В. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1945; *Keldysh L.V.* // Sov. Phys. JETP. 1965. V. 20. P. 1307.
- [28] *Kolesik M., Brown J.M., Moloney J.V., Faccio D.* // Phys. Rev. A. 2014. V. 90. P. 033414.
- [29] *Karpel J.T., Yavuz D.D.* // Opt. Lett. 2018. V. 43. P. 2583.
- [30] Желтиков А.М. // УФН. 2017. Т. 187. В. 11. С. 1169–1204; *Zheltikov A.M.* // Phys. Usp. 2017. V. 60. N 11. P. 1087–1120.
- [31] *Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N.* // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 4983.
- [32] *Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Babushkin I., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N.* // Sci. Rep. 2017. V. 7. N 1. P. 12467.
- [33] Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. // Квант. электрон. 2019. Т. 49. № 10. С. 958–962; *Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V., Rosanov N.N.* // Quantum Electron. 2019. T. 49. N 10. P. 958–962.
- [34] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Гл. ред. физ.-мат. лит-ры изд-ва „Наука“, 1973; *Born M., Wolf E.* Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. Elsevier, 2013.
- [35] Крюков П.Г., Летохов В.С. // УФН. 1969. Т. 99. В. 2. С. 169; *Kryukov P.G., Letokhov V.S.* // Sov. Phys. Usp. 1970. V. 12. P. H641.
- [36] *Naumenko G., Shevelev M.* // J. Instrum. 2018. V. 13. C05001.