09

Возбуждение и ионизация частицы в одномерной потенциальной яме нулевого радиуса предельно коротким световым импульсом

© Р.М. Архипов[1,2], М.В. Архипов[1], А.В. Пахомов[1], Н.Н. Розанов[1,2]

[1] Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия
[2] ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com, m.arkhipov@spbu.ru, antpakhom@gmail.com, nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 24.11.2021 г.
В окончательной редакции 24.11.2021 г.
Принята к публикации 03.12.2021 г.

С помощью приближения внезапных возмущений Мигдала решается задача о возбуждении и ионизации частицы в одномерном потенциале нулевого радиуса предельно коротким импульсом. В такой одномерной дельтаобразной потенциальной яме имеется всего один энергетический уровень. Показано, что при длительностях импульса, меньших характерного периода осцилляций волновой функции частицы в связанном состоянии, населенность уровня (и вероятность ионизации) определяется отношением электрической площади импульса к характерной „мере“ площади, обратно пропорциональной области локализации частицы в связанном состоянии.

Ключевые слова: униполярные импульсы, электрическая площадь импульса, атомная мера площади.

DOI: 10.21883/OS.2022.03.52171.2959-21

Введение

В последние годы активно изучается возможность получения униполярных электромагнитных импульсов с ненулевой электрической площадью, определяемой как

$$S_E \equiv \int_{-\infty}^{\infty} E(t)dt,$$

$E(t)$ — напряженность электрического поля в заданной точке пространства (см. обзор [1] и цитируемую литературу). Такие импульсы могут иметь множество различных применений, например, для сверхбыстрого и эффективного управления динамикой волновых пакетов в веществе, по сравнению с обычными биполярными импульсами, ускорения зарядов и др. приложений [1].

Как показывают результаты различных исследований, воздействие униполярных импульсов на микрообъекты определяется электрической площадью импульса, а не его энергией, если длительность импульса меньше характерного периода осцилляций волнового пакета в веществе [2–7]. Некоторые способы экспериментального определения униполярности излучения и его электрической площади были предложены впервые сравнительно недавно [8].

В случае, когда длительность возбуждающего импульса короче периода осцилляций волнового пакета в веществе, стандартная теория фотоионизации Келдыша становится неприменимой [7], и определение некоторых физических величин, например, параметра Келдыша, задающего критерий сильного и слабого поля, требует пересмотра.

Для характеристики степени воздействия униполярных импульсов на квантовые объекты недавно была введена новая физическая величина — атомная мера площади, обратно пропорциональная характерному размеру системы [4]. Как показано в этой работе, населенность основного состояния простейших многоуровневых квантовых систем (атом водорода, квантовый осциллятор и др.) определяется отношением электрической площади импульса к ее атомной мере.

В последующей работе была рассмотрена ионизация трехмерных квантовых систем (атом водорода, сферическая квантовая точка, трехмерный потенциал нулевого радиуса) предельно коротким импульсом [7]. Было показано, что вероятность ионизации также определяется отношением электрической площади импульса к ее атомной мере, которая обратно пропорциоанльна характерному размеру системы в основном состоянии.

Теоретическое описание взаимодействия предельно коротких и униполярных импульсов с многоуровневыми квантовыми системами является сложной задачей. Для моделирования реальных квантовых систем привлекательной является модель потенциала нулевого радиуса. Эта модель активно используется для изучения различных процессов в ядерной и атомной физике, описания поведения ионов во внешних полях, см. [9–11] и приведенную литературу.

Задача ионизации из трехмерной δ-ямы циркулярно поляризованной монохроматической волной была рассмотрена в [12–14]. В работе [15] трехмерная модель потенциала нулевого радиуса была применена для анализа вырывания электрона из отрицательных ионов униполярными импульсами.

Наиболее простой является модель потенциала нулевого радиуса в одномерном случае. Несмотря на ее простоту, она также была использована для моделирования различных систем, таких как водороподобные атомы, двухатомные молекулы, ионы и более сложные системы [16–19].

В ряде работ рассматривались задачи взаимодействия мощного лазерного излучения с атомными системами, которые моделировались одномерным потенциалом нулевого радиуса [20–22]. Подробнее о применении данной модели в различных задачах см. обзор [23] и цитируемую в нем литературу.

Как уже отмечалось выше, недавно было показано, что вероятность ионизации широкого класса трехмерных квантовых систем предельно короткими импульсами определяется отношением электрической площади импульса к введенной недавно величине мере площади, которая обратно пропорциональной характерному размеру системы [7].

В настоящей работе изучается вероятность сохранения связанного состояния и ионизации частицы, находящейся в одномерной потенциальной яме нулевого радиуса под действием предельно короткого импульса длительностью короче периода осцилляций волновой функции частицы в связанном состоянии.

Произведено сравнение со случаем трехмерного потенциала нулевого радиуса. Показано, что вероятности сохранения связанного состояния в одномерном и трехмерном случаях сильно отличаются по форме. Однако и в одномерном случае можно ввести характерную меру площади S_0, обратно пропорциональную области локализации электрона в связанном состоянии.

Теоретическое рассмотрение и обсуждение результатов

Уравнение Шредингера с дельтаобразным потенциалом в одномерном случае имеет вид

$$\psi'' + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U(x))\psi = 0, \quad (1)$$

$$U(x) = -V_0\delta(x).$$

В такой яме имеется всего один уровень энергии $E = -\frac{m}{2\hbar^2}V_0^2$. Нормированные волновые функции связанного состояния даются выражением [24]

$$\psi_0(x) = \sqrt{\alpha}e^{\alpha x}, \quad x < 0,$$

$$\psi_0(x) = \sqrt{\alpha}e^{-\alpha x}, \quad x > 0,$$

$$\alpha \equiv \frac{m}{\hbar^2}V_0. \quad (2)$$

В этих выражениях присутствует характерный размер области локализации электрона

$$x_0 = \frac{1}{2\alpha} = \frac{\hbar^2}{2mV_0}. \quad (3)$$

Длительность импульса возбуждения τ предполагается короче периода осцилляций волновой функции в связанном состоянии, $\tau \ll T = 2\pi\hbar/E$. Например, в случае иона H^-, для которого модель потенциала нулевого радиуса активно используется, время $T = 5.4$ fs в трехмерном рассмотрении [15]. Поэтому оптические импульсы аттосекундной длительности могут активно быть использованы в подобных задачах [25–27].

Волновая функция частицы после импульса в приближении внезапных возмущений Мигдала имеет известный вид [6,7,28]

$$\Psi_+(x) = \psi_0(x)e^{-i\frac{q}{\hbar}S_E x}, \quad (4)$$

где q — заряд частицы.

Амплитуда связанного состояния после импульса определяется выражением

$$a_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_0^2(x)e^{-i\frac{q}{\hbar}S_E x}dx.$$

Проводя интегрирование, из выражений (2) и (4) можно найти населенность связанного состояния частицы в яме после окончания действия импульса:

$$w_0 = |a_0|^2 = \frac{1}{(1 + S_E^2/S_0^2)^2}. \quad (5)$$

Населенность связанного состояния в (5) убывает с ростом электрической площади по крайней мере как S_E^{-4}. В этом выражении введена „мера“ площади $S_0 \equiv \frac{2\alpha\hbar}{q} = \frac{\hbar}{qx_0}$, обратно пропорциональная характерному размеру области локализации электрона x_0. Она имеет смысл характерного значения электрической площади импульса, при которой возможно эффективное опустошение связанного состояния системы.

Таким образом, населенность определяется отношением электрической площади импульса к ее характерной мере S_E/S_0. Соответственно вероятность ионизации $w_{\text{ion}} = 1 - w_0$ также определяется электрической площадью импульса с характерной мерой S_0, обратно пропорциональной размеру системы x_0.

В случае же трехмерного потенциала нулевого радиуса выражение для вероятности сохранения связанного состояния по форме отличается от выражения в одномерном случае (5) и имеет вид арктангенса [7,15]:

$$w_0 = a_{00}^2, \quad w_{\text{ion}} = 1 - w_0,$$

$$a_{00} = (S_0/S_E)\arctan(S_E/S_0). \quad (6)$$

Однако и в трехмерном случае стоящая в этом выражении характерная мера площади S_0 также обратно пропорциональна области локализации электрона в связанном состоянии в яме [7].

Отметим сходство (5) с вероятностью сохранения основного состояния атома водорода [7,29]:

$$w_0 = \left[1 + (S_E/S_{at})^2\right]^{-4}. \quad (7)$$

Только в данном случае вероятность убывает быстрее, как S_E^{-8}. А величина атомной меры площади $S_{at} = \frac{2\hbar}{qa_0}$ также обратно пропорциональна радиусу первой боровской орбиты a_0, т.е. характерному размеру системы.

Заключение

Таким образом, в случае одномерной модели потенциала нулевого радиуса вероятность сохранения связанного состояния частицы и ее ионизации определется отношением электрической площади импульса к ее характерной мере, S_E/S_0. Эта мера площади S_0 обратно пропорциональна характерному размеру области локализации частицы в связанном состоянии x_0.

Понятие меры площади, введенное впервые в [4,7], справедливо для широкого класса квантовых систем как одномерных, так и трехмерных. Им можно пользоваться для оценки значения электрической площади импульса, необходимого для эффективного возбуждения и ионизации квантовых систем с помощью униполярных и субцикловых импульсов.

Величину меры площади необходимо принимать во внимание при анализе взаимодействия предельно коротких импульсов с квантовыми объектами, когда длительность импульса короче характерного периода осцилляций волновой функции в квантовой системе.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта 21-72-10028.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. Квант. электрон.; [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov, Quant. Electron., **50** (9), 801 (2020)].
[2] P.H. Bucksbaum. AIP Conf. Proc., **323** (1), 416 (1994).
[3] D. Dimitrovski, E.A. Solov'ev, J.S. Briggs. Phys. Rev. A, **72**, 043411 (2005).
[4] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **114** (3), 156 [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. JETP Lett., **114** (3), 129 (2021)].
[5] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, И. Бабушкин, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **114** (5), 298 (2021). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. JETP Lett., **114** (5), 250 (2021)].
[6] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. Opt. Lett., **44** (5), 1202 (2019).
[7] N. Rosanov, D. Tumakov, M. Arkhipov, R. Arkhipov. Phys. Rev. A, 104, 063101 (2021).
[8] М.В. Архипов, А.Н. Цыпкин, М.О. Жукова, А.О. Исмагилов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов. Письма в ЖЭТФ, **115** (1), 3 (2022). [M.V. Arkhipov, A.N. Tsypkin, M.O. Zhukova, A.O. Ismagilov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov, R.M. Arkhipov, JETP Lett., 115(1) (2022). DOI: 10.1134/S0021364022010015].
[9] E. Fermi. Ric. Sci., **7**, 13 (1936).
[10] Ю.Н. Демков, В.Н. Островский. *Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике* (Изд-во ЛГУ, 1975); [Y.N. Demkov, V.N. Ostrovskii. *Zero-Range Potentials and Their Applications in Atomic Physics* (Plenum, New York, 1988)].
[11] N.L. Manakov, M.V. Frolov, B. Borca, A.F. Starace. J. Phys. B, **36**, R49 (2003).
[12] I.J. Berson. J. Physics B: Atomic and Molecular Physics, **8** (18), 3078 (1975).
[13] Н.Л. Манаков, Л.П. Рапопорт. ЖЭТФ, **69** (3), 842 (1075). [N.L. Manakov, L.P. Rapoport. Sov. Phys. JETP, **42** (3), 430 (1976)].
[14] Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов. *Атом в сильном световом поле* (Атомиздат, М., 1978).
[15] T.P. Grozdanov, J. Jaćimović. Phys. Rev. A, **79**, 013413 (2009).
[16] A.A. Frost. J. Chem. Phys., **25**, 1150 (1956).
[17] A.A. Frost. J. Chem. Phys., **22**, 1613 (1954).
[18] A.A. Frost, F.E. Leland. J. Chem. Phys., **25**, 1154 (1956).
[19] I. Lapidus. Am. J. Phys., **38**, 905 (1970).
[20] S. Geltman. J. Physics B, **10** (5), Article 019, 831 (1977).
[21] S. Geltman. J. Physics B, **27**, 1497 (1994).
[22] Q. Su, B.P. Irving, C.W. Johnson, J.H. Eberly. J. Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, **29** (23), 5755 (1996).
[23] M. Belloni, R.W. Robinett. Physics Reports, **540** (2), 25 (2014).
[24] N. Zettili. *Quantum Mechanics Concepts and Applications* (John Wiley & Sons, 2009).
[25] M.T. Hassan, T.T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A.M. Zheltikov, V. Pervak, F. Krausz, E. Goulielmakis. Nature, **530**, 66 (2016).
[26] H.-C. Wu., J. Meyer-ter-Vehn. Nature Photon., **6**, 304 (2012).
[27] J. Xu, B. Shen, X. Zhang, Y. Shi, L. Ji, L. Zhang, T. Xu, W. Wang, X. Zhao, Z. Xu. Sci. Rep., **8**, 2669 (2018).
[28] А.Б. Мигдал. ЖЭТФ, 9, 1163 (1939).
[29] Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **124** (1), 75 (2018); [N.N. Rosanov. Opt. Spectrosc., **124** (1), 72 (2018)].