09

Электрическая площадь предельно коротких импульсов и момент силы

© Н.Н. Розанов [1,2,3]

[1] Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова,
199053 Санкт-Петербург, Россия
[2] Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия
[3] Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 13.08.2018 г.

Электрическая площадь импульса излучения, определяемая как интеграл от напряженности электрического поля по времени, интерпретируется как механический импульс силы Лоренца, действующей на единичный электрический заряд при его взаимодействии с импульсом излучения. Продемонстрировано соответствие между законом сохранения импульса классической механики и изменением импульса при взаимодействии квантового объекта с интенсивным предельно коротким импульсом излучения. Подтверждена высокая эффективность ускорения заряженных частиц с помощью квазиуниполярных импульсов излучения.

DOI: 10.21883/OS.2018.12.46944.234-18

Электрическая площадь электромагнитных, в том числе оптических импульсов, обладает интересным свойством сохранения при распространении в макроскопических средах с диссипацией [1–6], которое описывается уравнениями Максвелла электродинамики сплошных сред [7] (из рассмотрения исключаются системы с запуском непрекращающейся генерации излучения). С другой стороны, такая площадь существенно определяет взаимодействие предельно коротких импульсов с квантовыми объектами [8] (ряд приведенных в [8] результатов ранее был получен в работе [9] и цитируемой там литературе). Электрическая площадь импульса определяется соотношением

$$\mathbf{S}_E = \int\limits_{t=-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(t)dt. \qquad (1)$$

Здесь $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля и t — время. Площадь $\mathbf{S}_E$ совпадает с механическим моментом $\mathbf{N} = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}dt$ силы Лоренца $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$, действующей на единичный электрический заряд $q = 1$; предполагается, что сила прикладывается в течение ограниченного времени и движение нерелятивистское, так что магнитной составляющей силы Лоренца можно пренебречь. Прямым следствием 2-го закона Ньютона $d\mathbf{p}/dt = F(t)$ [10], где $\mathbf{p}$ — механический импульс классической частицы, служит закон сохранения импульса

$$\mathbf{p} - \mathbf{p}_0 = \mathbf{N}, \qquad (2)$$

где $\mathbf{p}_0$ — начальный импульс частицы (до начала действия силы). Задачей данного сообщения служит формулировка квантового аналога этого соотношения на простом примере взаимодействия квантовой частицы с предельно коротким и интенсивным импульсом излучения [8,9].

Оператор и среднее значение импульса квантовой частицы с волновой функцией $\psi(\mathbf{r}, t)$ имеют соответственно вид [11]

$$\hat{\mathbf{p}} = -i\nabla, \quad \langle \mathbf{p} \rangle = \langle \psi|\mathbf{p}|\psi \rangle = -i \int \psi^* \nabla \psi d\mathbf{r}. \qquad (3)$$

Здесь $\mathbf{r}$ — радиус-вектор и ∇ — оператор градиента; используется атомная система единиц и волновая функция считается нормированной. До начала действия импульса излучения волновая функция $\psi = \psi_0$ и среднее значение механического импульса

$$\langle \mathbf{p}_0 \rangle = \langle \psi_0|\mathbf{p}|\psi_0 \rangle = -i \int \psi_0^* \nabla \psi_0 d\mathbf{r}. \qquad (4)$$

Если начальное состояние отвечает стационарному состоянию дискретного спектра, то среднее значение импульса $\langle \mathbf{p}_0 \rangle = 0$. В указанных в [8] приближениях (длительность импульса излучения много меньше обратной частоты переходов в невозмущенной излучением системе, а его амплитуда превышает напряженность внутриатомного поля) волновая функция после окончания импульса излучения имеет вид произведения начальной волновой функции ψ_0 и волновой функции плоской волны с импульсом $-\mathbf{S}_E$:

$$\psi = \exp(-i\mathbf{S}_E\mathbf{r})\psi_0. \qquad (5)$$

Тогда среднее значение механического импульса частицы с отрицательным (единичным по модулю) электрическим зарядом после окончания действия импульса излучения

$$\langle \mathbf{p} \rangle = -i \int \psi_0^*(\mathbf{r})[-i\mathbf{S}_E\psi_0(\mathbf{r}) + \nabla\psi_0(\mathbf{r})]d\mathbf{r} = -\mathbf{S}_E \int |\psi_0(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} - i \int \psi_0^*(\mathbf{r})\nabla\psi_0(\mathbf{r})d\mathbf{r} = \langle \mathbf{p}_0 \rangle - \mathbf{S}_E. \qquad (6)$$

Это соотношение с учетом отрицательности электрического заряда частицы и служит квантовым аналогом классического закона сохранения импульса (2). Оно подтверждает также эффективность ускорения заряженных частиц с помощью квазиуниполярных импульсов, у которых степень униполярности [12]

$$\xi = \frac{|\int \mathbf{E}dt|}{\int |\mathbf{E}|dt} \qquad (7)$$

близка к единице. Современное состояние исследований в области генерации предельно коротких, вплоть до аттосекундных, импульсов излучения и обзор способов получения квазиуниполярных электромагнитных импульсов представлены соответственно в [13] и [12]. Отметим, что числитель дроби в правой части (7) — это модуль электрической площади импульса. Поскольку такая площадь — величина аддитивная, то эффективно и ускорение частицы последовательностью квазиуниполярных импульсов при условии сохранения у них поляризации и полярности излучения (знака электрической площади). Напомним, что приведенное рассмотрение ограничено случаем нерелятивистских скоростей частиц.

Таким образом, в данном сообщении электрическая площадь импульса сопоставлена с импульсом силы Лоренца, действующей на единичный электрический заряд при его взаимодействии с импульсом излучения. Показано соответствие закона сохранения импульса классической механики с его изменением при взаимодействии квантового объекта с интенсивным предельно коротким импульсом излучения. Подтверждена эффективность ускорения заряженных частиц квазиуниполярными импульсами излучения. Применимость результатов ограничена вкладом конечной длительности импульса и поправками к низшему приближению приближенного решения уравнения Шредингера [8,9], а также для многоимпульсного режима общей длительностью излучения, которая не может превышать время жизни возбужденных уровней атома. Отметим также, что ускорение заряженной частицы должно сопровождаться электромагнитным излучением и лоренцевой силой радиационного торможения [14].

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-02-00762_а.

Список литературы

[1] *Розанов Н.Н.* // Опт. и спектр. 2009. Т. 107. № 5. С. 761–765; *Rosanov N.N.* // Opt. Spectrosc. 2009. V. 107. N 5. P. 721.

[2] *Rosanov N.N., Kozlov V.V., Wabnitz S.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 81. N 4. P. 043815 (17 pages).

[3] *Розанов Н.Н.* Диссипативные оптические солитоны. От микро- к нано- и атто-. М.: Физматлит, 2011. 536 с.

[4] *Розанов Н.Н.* // Опт. и спектр. 2015. Т. 118. № 6. С. 975–976; *Rosanov N.N.* // Opt. Spectrosc. 2015. V. 118. N 6. P. 943–944.

[5] *Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И., Пахомов А.В., Розанов Н.Н.* // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. № 6. С. 532−536; *Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I., Pakhomov A.V., Rosanov N.N.* // Quantum Electron. 2018. V. 48. N 6. P. 532−536.

[6] *Розанов Н.Н., Архипов М.В., Архипов Р.М.* // УФН. 2018. doi 10.3367/UFNr.2018.07.038386; *Rosanov N.N., Arkhipov M.V., Arkhipov R.M.* // Phys. Usp. 2018. doi 10.3367/UFNe.2018.07.038386

[7] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.

[8] *Розанов Н.Н.* // Опт. и спектр. 2018. Т. 124. № 1. С. 75–76; *Rosanov N.N.* // Opt. Spectrosc. 2018. V. 124. N 1. P. 72–74.

[9] *Dimitrovski D., Solov'ev E.A., Briggs J.S.* // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 043411.

[10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1988. 2016 с.; *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Mechanics. (Butterworth-Heinemann, 1976.)

[11] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1989. 768 с.

[12] *Архипов Р.М., Пахомов А.В., Архипов М.В., Бабушкин И., Толмачев Ю.А., Розанов Н.Н.* // Письма в ЖЭТФ. Т. 105. № 6. С. 388–400 (2017); *Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Babushkin I., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N.* // JETP Lett. 2017. V. 105. N 6. P. 408–418.

[13] *Calegari F., Sansone G., Stagira S., Vozzi C., Nisoli M.* // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2016. V. 49. N 6. P. 062001.

[14] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Физматлит, 1988. 512 с.; *Landau L.D., Lifshitz E.M.* The Classical Theory of Fields (Butterworth-Heinemann, 1975).