Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 3, с. 157 – 160 © 2021 г. 10 февраля

Электрон в поле встречных импульсов излучения

Н. Н. Розанов[1)]

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 21 декабря 2020 г.
После переработки 22 декабря 2020 г.
Принята к публикации 23 декабря 2020 г.

Получено точное решение задачи о воздействии встречных импульсов плосковолнового излучения на классическую заряженную частицу и на частицу со спином в случае симметричных и антисимметричных профилей напряженности поля импульсов. Показано, что эффективность воздействия определяется преимущественно электрической площадью импульсов, что подчеркивает актуальность разработки источников квазиуниполярного излучения. Приведено выражение для мощности испускаемого при повороте спина магнитно-дипольного излучения.

DOI: 10.31857/S1234567821030034

В настоящее время имеется значительный прогресс в генерации сверхсильных лазерных полей с длительностями импульсов, доходящими до аттосекундного уровня [1–7]. Это позволяет наблюдать нетривиальные эффекты релятивистской оптики [8, 9] и делает актуальными фундаментальные и прикладные исследования взаимодействия таких импульсов с микрообъектами – электронами, ионами, атомами, молекулами и т.д. При приближении напряженностей полей к швингеровскому пределу принципиальную роль начинают играть квантово-электродинамические эффекты, связанные с генерацией электрон-позитронных пар [10–13]. Но и для более слабых полей, которые и рассматриваются далее, в литературе описаны различные нетривиальные эффекты, допускающие как классическое, так и квантовое описание. Спецификой предельно коротких импульсов в этой области служит то, что эффективность взаимодействия определяется, главным образом, не энергией импульсов, а их электрической площадью – интегралом по времени от электрической напряженности поля $\mathbf{E}$, $\mathbf{S}_E = \int \mathbf{E} dt$, см. общие свойства электрической площади и методы генерации таких импульсов в обзорах [14, 15] и цитируемой там литературе. Так, в [16] получено точное решение классической задачи о движении одиночного электрона в поле импульса излучения с линейной поляризацией. Отметим, что в этих условиях квантово-механические расчеты согласуются с классическими не только применительно к движению электрона, но и к спиновым эффектам [17–21] (спин сопоставляется магнитному моменту заряженной частицы, см. ниже некоторые оговорки). В настоящем сообщении представлено точное решение классической задачи о динамике электрона или заряженной частицы со спином в поле встречных синфазных и противофазных импульсов линейно-поляризованного плосковолнового излучения. Подчеркивается роль электрической площади импульсов в эффективности их воздействия на электрон.

Рассматриваем динамику одиночной частицы с электрическим зарядом q и массой m. Без ограничения общности можно считать, что частица в начальный момент покоится в начале координат (рис. 1, $z = 0$). На частицу падают два первоначально не перекрывающихся пакета излучения с напряженно-

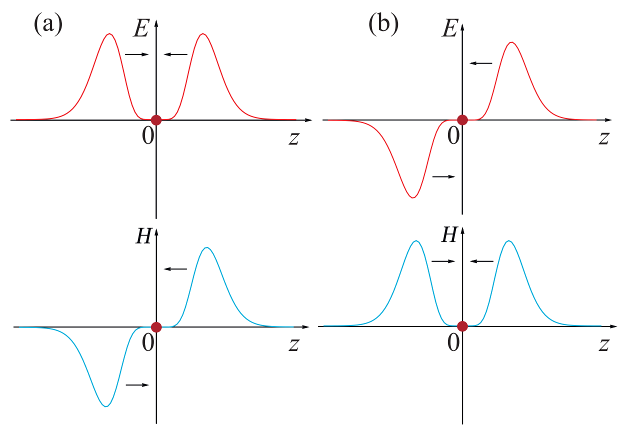

Рис. 1. (Цветной онлайн) Профили электрической E и магнитной H напряженности поля плосковолновых синфазных (a) и противофазных (b) импульсов излучения, сталкивающихся с зарядом (кружок) в плоскости $z = 0$. Стрелки показывают направление движения импульсов

[1)]e-mail: nnrosanov@mail.ru

стями электрического $\mathbf{E}$ и магнитного $\mathbf{H}$ поля, обладающих электрической площадью $\mathbf{S}_{E1,2} = \int \mathbf{E}_{1,2} dt$. Считаем, что это пакеты плосковолновые, движущиеся в вакууме вдоль оси z во встречных направлениях и обладающие линейной поляризацией. Тогда (c – скорость света в вакууме, t – время, $\mathbf{e}_{x,y}$ – орты по соответствующим осям)

$$\mathbf{E} = E(z,t)\mathbf{e}_x, \quad \mathbf{H} = H(z,t)\mathbf{e}_y, \quad \mathbf{S}_{E1,2} = S_{E1,2}\mathbf{e}_x,$$

$$E(z,t) = E_1(ct - z) + E_2(ct + z), \tag{1}$$
$$H(z,t) = E_1(ct - z) - E_2(ct + z).$$

Одномерное волновое уравнение допускает произвольную форму импульсов E_1 и E_2. Будем считать профили встречных импульсов зеркально симметричными. Формулы для случаев синфазных и противофазных импульсов будем снабжать далее указателями (a) и (b). Для синфазных импульсов (рис. 1a)

$$E(z,t) = f(t - z/c) + f(t + z/c),$$
$$H(z,t) = f(t - z/c) - f(t + z/c), \tag{2a}$$
$$S_{E1} = \int f(t)dt, \quad S_{E2} = S_{E1},$$

а для противофазных (рис. 1b),

$$E(z,t) = f(t - z/c) + f(t + z/c),$$
$$H(z,t) = f(t - z/c) + f(t + z/c), \tag{2b}$$
$$S_{E2} = -S_{E1}.$$

В первом случае поле в плоскости $z = 0$ чисто электрическое

$$E(0,t) = 2f(t), \quad H(z,t) = 0, \tag{3a}$$

а во втором – чисто магнитное

$$E(0,t) = 0, \quad H(z,t) = 2f(t). \tag{3b}$$

Уравнение движения частицы под действием силы Лоренца с учетом реакции излучения имеет вид ($\mathbf{p}$ – релятивистский импульс частицы, $\mathbf{v}$ – ее скорость) [22]

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{E} + \frac{q}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}] + \frac{2q^2}{3c^3}\frac{d^2\mathbf{v}}{dt^2}. \tag{4}$$

Для синфазных импульсов интегрирование уравнения движения (4) по времени в течение всего времени показывает, что заряд движется прямолинейно в направлении электрического поля $\mathbf{E}$. После окончания импульса частица приобретает механический импульс

$$\mathbf{p} = q\mathbf{S}_E = 2qS_{E1}\mathbf{e}_x. \tag{5a}$$

Соответственно, конечные энергия $E_{\rm kin}$ и скорость частицы

$$E_{\rm kin} = mc^2\sqrt{1 + S_E^2/S_0^2}, \ \ \frac{v}{c} = \frac{S_E/S_0}{\sqrt{1 + S_E^2/S_0^2}}, \tag{6a}$$

где $S_E = 2S_{E1}$, $S_0 = mc/q$. Отметим, что наличие реакции излучения не влияет на эти результаты, поскольку ее тормозящее действие на части импульса компенсируется ускоряющим на другой части импульса.

Для противофазных импульсов сохраняется исходно неподвижное состояние частицы, которую мы считали исходно неподвижной (скорость $\mathbf{v} = 0$). Это можно соотнести с тем обстоятельством, что суммарная электрическая площадь двух противофазных импульсов равна нулю.

Важной характеристикой частицы служит ее спин $\mathbf{s}$ и отвечающий ему магнитный момент $\boldsymbol{\mu} = \eta\mathbf{s}$, где $\eta = gq\hbar/(2mc)$ и g – g-фактор частицы (для электрона $q < 0$ и $g \approx 2$). Нерелятивистское уравнение Томаса–Френкеля движения момента имеет вид

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = \eta\boldsymbol{\mu} \times \left(\mathbf{H} - \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E}\right), \tag{7}$$

а его релятивистское обобщение следующее [23, 24]

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = \eta\boldsymbol{\mu}\times\left(\frac{1}{\gamma}\mathbf{H} - \frac{1}{\gamma + 1}\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E}\right), \ \ \gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}. \tag{8}$$

При синфазных импульсах (рис. 1a) в обоих вариантах (7) и (8) получим

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = 0, \tag{9a}$$

так что исходное состояние спина сохраняется. При противофазных импульсах (рис. 1b), когда скорость $\mathbf{v} = 0$, уравнения (7) и (8) также совпадают и сводятся к следующему

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = \eta[\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}]. \tag{9b}$$

Отметим также, что в этом случае совпадают и обсуждаемые в [21] различные варианты квантовомеханического оператора спина (Паули [25], Френкеля [26], Прайса [27] и Фолди–Ваутхойзена [28]).

Как видно из (9b), абсолютная величина магнитного момента и, соответственно, спина сохраняется и во время воздействия импульсов излучения, $\frac{d\boldsymbol{\mu}^2}{dt} = 0$. Ориентация же этих векторов меняется. В покомпонентной записи (далее мы опускаем в номерах формул указатель (b), так как все они относятся к случаю противофазных импульсов)

$$\frac{d\mu_x}{dt} = -2\eta f(t)\mu_z, \quad \frac{d\mu_y}{dt} = 0, \quad \frac{d\mu_z}{dt} = 2\eta f(t)\mu_x. \tag{10}$$

Из (10) следует, что параллельная магнитному полю компонента момента (и спина) сохраняется, так же, как и абсолютная величина ортогональной составляющей: $\frac{d\mu_\perp^2}{dt} = 0$, $\mu_\perp^2 = \mu_x^2 + \mu_z^2 = \mathrm{const}$. Положив

$$\mu_x(t) = \mu_\perp \cos\Phi(t), \quad \mu_z(t) = \mu_\perp \sin\Phi(t), \tag{11}$$

сводим (10) к уравнению для угловой скорости

$$\frac{d\Phi}{dt} = 2\eta f(t) \tag{12}$$

с очевидным решением

$$\Phi(t) - \Phi_0 = 2\eta \int\limits_{t_0}^{t} f(t)dt. \tag{13}$$

Соответственно, за все время действия импульсов изменение угла Φ составит

$$\delta\Phi = \eta S_E. \tag{14}$$

Тем самым, воздействие встречных противофазных импульсов излучения на электрон сводится к повороту ортогональных магнитному полю компонент магнитного момента и спина на угол, пропорциональный электрической площади импульсов.

Вращение магнитного момента во время действия импульсов вызывает в рамках модели Томаса–Френкеля магнитно-дипольное излучение. Отвечающие ему напряженности поля $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ и мощность полного излучения по всем направлениям P_{md} имеют вид [22]

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c^2R}\left[\mathbf{n}\times\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt}\right], \quad \mathbf{H} = \frac{1}{c^2R}\left[\left[\frac{d^2\boldsymbol{\mu}}{dt^2}\times\mathbf{n}\right]\times\mathbf{n}\right],$$

$$P_{md} = \frac{2}{3c^3}\left(\frac{d^2\boldsymbol{\mu}}{dt^2}\right)^2. \tag{15}$$

Здесь R – расстояние от электрона до точки наблюдения и $\mathbf{n}$ – единичный вектор в этом направлении. С учетом (10) для мощности P_{md} получаем

$$P_{md} = \frac{32\eta^4}{3c^3}(\mu_{x0}^2 + \mu_{z0}^2)^2\left(f^2 + \frac{4}{S_0^2}f^4\right)^2. \tag{16}$$

В соответствии с (14), импульсы излучения вызывают вращение момента импульса (спина). Вращение приводит к появлению магнитно-дипольного излучения электрона с мощностью (16) (для модели Томаса–Френкеля). Но отсюда следует необходимость проявления вращательной реакции излучения, приводящей к торможению вращения. Для классической системы зарядов скорость потери момента импульса за счет излучения выражается через скорости и ускорения составляющих объект зарядов [19]. Электрон со спином, абсолютная величина которого не должна изменяться, не сводится к подобному классическому объекту. Естественно полагать, что магнитно-дипольное излучение электрона во время действия импульсов излучения уменьшит угол поворота. Это уменьшение не может быть значительным ввиду вторичного характера такого излучения, но количественное описание этого эффекта требует отдельного квантового рассмотрения.

Таким образом, как ускорение заряда синфазными импульсами излучения, так и поворот спина противофазными импульсами определяются, главным образом, электрической площадью импульсов, которая является важнейшей характеристикой эффективности их воздействия на заряженную частицу. Масштабом ее служит величина $S_0 = mc/q$, которая для электрона составляет величину $S_0 = 5.69\cdot 10^{-8}\,\text{г}^{1/2}/\text{см}$. Электрическую площадь импульса можно оценить как произведение максимальной амплитуды поля $E_{\max}$ на длительность импульса τ. Тогда уже при длительности $\tau = 10^{-17}\,\text{с} = 10\,\text{ас}$ для поворота спина на угол $\delta\Phi = 2$ потребовалась бы амплитуда поля $E_{\max} = 5.69\cdot 10^9$ ед. СГСЭ. Это значение много меньше достигнутого уровня для более длительных биполярных лазерных импульсов.

В рассмотренном варианте для двух синфазных импульсов с такой площадью у каждого из (6а) получим, что под их действием исходно неподвижный электрон приобретет кинетическую энергию $\sqrt{5}mc^2 = 2.24mc^2$, причем движение будет прямолинейным в направлении, задаваемом электрической напряженностью поля. При противофазных импульсах согласно (14) спин электрона повернется на угол $\delta\Phi = 2$. Для оценки излучаемой, согласно модели Томаса–Френкеля, в процессе поворота мощности (16) требуется задание, помимо электрической площади, еще и формы импульсов, оптимизация которой является отдельной задачей. Отметим также, что какие-либо неустойчивости динамических режимов не должны быть критичными в рассматриваемом случае предельно коротких импульсов.

Исследование поддержано Российским фондом фундаментальных исследований, гранты # 19-02-00312 и 20-32-70049.

---

1. T. Brabec and F. Krausz, Rev. Mod. Phys. **72**, 545 (2000).
2. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).
3. U. Keller, Appl. Phys. B **100**, 15 (2010).
4. M. T. Hassan, T. T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A. M. Zheltikov,

V. Pervak, F. Krausz, and E. Goulielmakis, Nature (London) **530**, 66 (2016).

5. Y. You, Y. Yin, Y. Wu, A. Chew, X. Ren, F. Zhuang, S. Gholam-Mirzaei, M. Chini, Z. Chang, and S. Ghimire, Nat. Commun. **8**, 1 (2017).
6. J. Xu, B. Shen, X. Zhang, Y. Shi, L. Ji, L. Zhang, T. Xu, W. Wang, X. Zhao, and Z. Xu, Sci. Rep. **8**, 2669 (2018).
7. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. А. Шимко, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **110**, 9 (2019) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. A. Shimko, A. V. Pakhomov, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **110**, 15 (2019)].
8. Y. Abe, K. F. F. Law, Ph. Korneev, et al. (Collaboration), Pis'ma v ZhETF **107**, 366 (2018).
9. А. В. Митрофанов, Д. А. Сидоров-Бирюков, М. В. Рожко, А. А. Воронин, П. Б. Глек, С. В. Рябчук, Е. Е. Серебрянников, А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Письма в ЖЭТФ **112**, 22 (2020) [A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, M. V. Rozhko, A. A. Voronin, P. B. Glek, S. V. Ryabchuk, E. E. Serebryannikov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, JETP Lett. **112**, 17 (2020)].
10. G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, Rev. Mod. Phys. **78**, 309 (2006).
11. T. Z. Esirkepov, S. S. Bulanov, J. K. Koga, M. Kando, K. Kondo, N. N. Rosanov, G. Korn, and S. V. Bulanov, Phys. Lett. A **379**, 2044 (2015).
12. D. Del Sorbo, D. Seipt, A. G. R. Thomas, and C. P. Ridgers, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 064003 (2018).
13. T. Blackburn, Rev. Mod. Plasma Phys. **4**, 5 (2020).
14. Н. Н. Розанов, Р. М. Архипов, М. В. Архипов, УФН **188**, 1347 (2018) [N. N. Rosanov, R. M. Arkhipov, and M. V. Arkhipov, Phys. Usp. **61**, 1227 (2018)].
15. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов, Квантовая электроника **50**(9), 801 (2020) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, and N. N. Rosanov, Quantum Electron. **50**(9), 801 (2020)].
16. Н. Н. Розанов, Н. В. Высотина, ЖЭТФ **157**, 63 (2020) [N. N. Rosanov and N. V. Vysotina, JETP **130**, 52 (2020)].
17. M. W. Walser, D. J. Urbach, K. Z. Hatsagortsyan, S. X. Hu, and C. H. Keitel, Phys. Rev. A **65**, 043410 (2002).
18. H. Bauke, S. Ahrens, C. H. Keitel, and R. Grobe, Phys. Rev. A **89**, 052101 (2014).
19. Y. Fu, Y. Liu, C. Wang, J. Zeng, and J. Yuan, Phys. Rev. A **100**, 013405 (2019).
20. Y.-F. Li, R. Shaisultanov, K. Z. Hatsagortsyan, F. Wan, C. H. Keitel, and J.-X. Li, Phys. Rev. Lett. **122**, 154801 (2019).
21. I. A. Aleksandrov, D. A. Tumakov, A. Kudlis, V. M. Shabaev, and N. N. Rosanov, Phys. Rev. A **102**, 023102 (2020).
22. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, М. (1988).
23. Дж. Джексон, *Классическая электродинамика*, Мир, М. (1965).
24. И. М. Тернов, В. А. Бордовицын, УФН **132**, 346 (1980) [I. Ternov and V. Bordovitsyn, Sov. Phys. Usp. **23**, 679 (1980)].
25. W. Pauli, Z. Phys. **31**, 373 (1925).
26. J. Frenkel, Z. Phys. **37**, 243 (1926).
27. M. H. L. Pryce, Proc. R. Soc. A **195**, 62 (1948)
28. L. L. Foldy and S. A. Wouthuysen, Phys. Rev. **78**, 29 (1950).