ЖЭТФ, 2020, том 157, вып. 1, стр. 63–66

ПРЯМОЕ УСКОРЕНИЕ ЗАРЯДА В ВАКУУМЕ ИМПУЛЬСАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Н. Н. Розанов [a,b,c*], *Н. В. Высотина* [a]

[a] *Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова 199053, Санкт-Петербург, Россия*

[b] *Университет ИТМО 197101, Санкт-Петербург, Россия*

[c] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук 194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 20 июня 2019 г.,
после переработки 13 июля 2019 г.
Принята к публикации 16 июля 2019 г.

Представлены аналитические выражения для энергии и импульса заряженной частицы, ускоряемой в вакууме импульсами излучения с линейной поляризацией (плосковолновое приближение). Показано, что эти величины полностью определяются электрической площадью импульсов — интегралом по времени от напряженности электрического поля.

DOI: 10.31857/S004445102001006X

1. ВВЕДЕНИЕ

Хотя поиск путей ускорения частиц лазерным излучением начался практически сразу после изобретения лазеров, эта задача сохраняет актуальность и в настоящее время [1]. Широко исследуется подход с промежуточным превращением лазерного излучения в плазму и последующим ускорением зарядов кильватерной волной [2–4]. Однако привлечение промежуточного преобразования снижает эффективность лазерного ускорения. Прямое ускорение заряженных частиц в вакууме обычными лазерными импульсами неэффективно ввиду того, что напряженность поля в течение длительности импульса многократно меняет направление, действуя тем самым на заряд разнонаправленно. Сравнительно недавно был предложен и изучен подход с ускорением частиц остро сфокусированными предельно короткими лазерными импульсами с радиальной поляризацией (см. [5] и приведенные там ссылки). В этом подходе ускорение достигается за счет продольной (вдоль оси пучка) составляющей поля, которая обычно значительно меньше поперечных компонент.

* E-mail: nnrosanov@mail.ru

В то же время прогресс в получении сильных лазерных полей с помощью предельно коротких и даже субцикловых импульсов делает принципиально возможным другой подход к проблеме лазерного ускорения заряженных частиц. Действительно, как упоминалось выше, действие на заряд обычных импульсов, содержащих значительное число оптических колебаний поля, неэффективно ввиду разной (противоположной) направленности воздействующей на заряд силы на различных полупериодах колебаний. Однако принципиально возможной оказывается генерация (квази)униполярных импульсов со значительной величиной электрической площади импульса — интеграла от напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ по времени t за всю продолжительность импульса $\mathbf{S} = \int \mathbf{E}\, dt$ (см. обзор способов такой генерации [6]). Как показано в работе [7] на примере униполярного импульса прямоугольной формы, прирост энергии ускоряемой такими импульсами заряженной частицы квадратично зависит от площади S, что отвечает высокой эффективности ускорения.

Задачей данной работы служит обобщение и расширение этого результата на случай импульсов излучения произвольной формы (в плосковолновом приближении). В методическом плане результат можно рассматривать как обобщение известной задачи о движении заряда в постоянных электрическом и магнитном полях [8]. В следующем разделе мы приводим исходные уравнения и общие соотношения на основе подхода [8], но для импульсов излучения произвольной формы. Далее результаты конкретизируются для одного импульса прямоугольной формы и серии таких импульсов с учетом того, что произвольный профиль импульса может быть приближен подобной серией с любой точностью. Общие выводы содержатся в Заключении.

2. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ И ОБЩИЕ ФОРМУЛЫ

Исходным служит уравнение движения классической частицы с зарядом q и массой m, на которую действует сила Лоренца со стороны электромагнитного поля с напряженностями электрического поля $\mathbf{E}$ и магнитного $\mathbf{H}$ [8]:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{E} + \frac{q}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{H}]. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{p}$ — импульс частицы, связанный с ее скоростью $\mathbf{v}$ соотношением $\mathbf{p} = m\mathbf{v}/\sqrt{1-v^2/c^2}$ и c — скорость света в вакууме. Для удобства сравнения будем использовать обозначения [8] с тем отличием, что мы рассматриваем не постоянное поле, а импульс излучения. Последнее имеет плосковолновую структуру: напряженности поля зависят от времени t и только одной (продольной) координаты x, вдоль которой со скоростью света в вакууме распространяется излучение. Соответственно, аргументом напряженностей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ в (1) служит комбинация $x-ct$, где x понимается как продольная координата частицы в момент времени t. Излучение является линейно поляризованным, так что напряженности электрического и магнитного полей представляются соответственно в виде

$$\mathbf{E} = E\mathbf{e}_y, \quad \mathbf{H} = E\mathbf{e}_z, \quad E = E(x-ct). \tag{2}$$

Здесь $\mathbf{e}_{y,z}$ — единичные векторы вдоль соответствующих осей. Уравнения движения для компонент импульса $\mathbf{p}$ имеют следующий вид [8]:

$$\frac{dp_x}{dt} = \frac{q}{c}Ev_y, \quad \frac{dp_y}{dt} = qE\left(1-\frac{v_x}{c}\right), \quad \frac{dp_z}{dt} = 0. \tag{3}$$

Без ограничения общности можно считать, что в начальный момент ($t=0$) частица неподвижна, $\mathbf{p}(0)=0$ (общий случай сводится к такому варианту преобразованием Лоренца). Тогда в любой момент времени $p_z(t)=0$ и движение происходит в плоскости (x,y).

С учетом определения кинетической энергии $E_{kin} = mc^2/\sqrt{1-v^2/c^2}$, выражения для ее временной производной $dE_{kin}/dt = e\mathbf{E}\cdot\mathbf{v}$ [8], т. е. $dE_{kin}/dt = eEv_y$, и уравнений движения (3) получаем $d(E_{kin}-cp_x)/dt = 0$, откуда

$$E_{kin} - cp_x = mc^2. \tag{4}$$

Заметим, что выражение (4) аналогично приведенному в [8] соотношению, но при его выводе не предполагалось постоянство поля, что было принято в [8]. Подобным образом из соотношения $E_{kin}^2 - c^2p^2 = m^2c^4$ с учетом (4) следует

$$E_{kin} + cp_x = mc^2 + \frac{p_y^2}{m}. \tag{5}$$

Комбинация (4) и (5) приводит к соотношениям

$$E_{kin} = mc^2 + \frac{p_y^2}{2m}, \quad p_x = \frac{p_y^2}{2mc}. \tag{6}$$

Соотношения (6) выражают кинетическую энергию и импульс частицы только через одну составляющую импульса p_y. Эти соотношения не содержат зависимости $E(t)$ и справедливы для любой формы импульса излучения. Также из формулы $E_{kin}dp_y/dt = mc^2qE$ с учетом (6) следует

$$\left(p_{y2} + \frac{p_{y2}^3}{6m^2c^2}\right) - \left(p_{y1} + \frac{p_{y1}^3}{6m^2c^2}\right) = q\int_{t_1}^{t_2} E\,dt. \tag{7}$$

Здесь $p_{y1,2} = p_y(t_{1,2})$. В (7) и далее уже фигурирует форма импульса излучения. В частности, для постоянного поля [8]

$$x - x_0 = \frac{1}{6m^2cqE}\,(p_y^3 - p_{y0}^3). \tag{8}$$

3. ПРЯМОУГОЛЬНЫЕ ИМПУЛЬСЫ И ИМПУЛЬС ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Рассмотрим теперь движение частицы, на которую воздействует прямоугольный импульс излучения длительностью T_1 с амплитудой E_1. Начальные (при $t=0$) координаты заряда $x_0 = z_0 = 0$. Взаимодействие с импульсом происходит на временном интервале от $t_0 = 0$ до $t = t_1 < T_1$, когда частица отстает от заднего фронта убегающего импульса. На временном интервале $t_0 < t < t_1$ из (7) следует

$$qEt = p_y + \frac{p_y^3}{6m^2c^2};$$

в частности

$$qEt_1 = p_{y1} + \frac{p_{y1}^3}{6m^2c^2}. \tag{9}$$

В момент отрыва импульса от заряда его продольная координата $x_1 = c(t_1 - T_1)$, или с учетом (8)

$$x_1 = c(t_1 - T_1) = \frac{1}{6m^2cq}\, p_{y1}^3. \tag{10}$$

Комбинируя (9) и (10), получим конечное значение компоненты импульса частицы

$$p_{y1} = qS_1, \tag{11}$$

где $S_1 = E_1T_1$ — электрическая площадь импульса излучения. Теперь, согласно (6),

$$E_{kin1} = mc^2\left(1 + \frac{1}{2}\frac{S_1^2}{S_0^2}\right), \quad p_{x1} = mc\,\frac{1}{2}\frac{S_1^2}{S_0^2}, \quad S_0 = \frac{mc}{q}. \tag{12}$$

Соотношения (11) и (12) показывают, что для прямоугольного импульса излучения его электрическая площадь полностью определяет и конечную кинетическую энергию, и конечный импульс заряженной частицы. Задачей дальнейшего изложения служит подтверждение того, что это справедливо не только для прямоугольного импульса, но и для импульса излучения произвольной формы.

Пусть теперь в момент t_1 на частицу падает передний фронт второго прямоугольного импульса излучения с длительностью T_2 и амплитудой E_2. Повторяя предыдущие выкладки, получим выражение для конечного значения p_y:

$$p_{y2} = q(S_1 + S_2), \tag{13}$$

где $S_2 = E_2T_2$ — электрическая площадь второго импульса. Аналогично для серии прямоугольных импульсов с общей электрической площадью $S = \sum_n S_n$ конечные значения кинетической энергии и импульса частицы имеют вид

$$E_{kin} = mc^2\left(1 + \frac{1}{2}\frac{S^2}{S_0^2}\right), \quad p_x = mc\,\frac{1}{2}\frac{S^2}{S_0^2}, \quad p_y = qS. \tag{14}$$

Поскольку импульс излучения произвольной формы со сколь угодно высокой точностью аппроксимируется серией прямоугольных импульсов, выражения (14) имеют общий характер, если под электрической площадью импульса понимать $S = \int E\,dt$. Естественно, что временные зависимости координат частицы зависят также и от самого профиля импульса излучения.

Согласно (14), кинетическая энергия и компоненты импульса частицы монотонно и неограниченно возрастают с ростом электрической площади импульсов излучения: составляющая, параллельная электрической напряженности, линейно, а продольная (вдоль направления распространения излучения) составляющая квадратично. Для скорости частицы имеем

$$\frac{v_y}{c} = \frac{\dfrac{S}{S_0}}{1 + \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{S}{S_0}\right)^2}, \qquad \frac{v_x}{c} = \frac{\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{S}{S_0}\right)^2}{1 + \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{S}{S_0}\right)^2} = 1 - \frac{1}{1 + \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{S}{S_0}\right)^2}. \tag{15}$$

Ввиду (15) монотонное возрастание скорости с ростом электрической площади имеет место только для продольной компоненты скорости. Эта составляющая доминирует при больших значениях электрической площади. Составляющая скорости, параллельная электрической напряженности, возрастает до своего максимального значения $v_{y,max} = c\sqrt{2}$ при $S/S_0 = \sqrt{2}$, а затем монотонно убывает, стремясь к нулю при больших значениях электрической площади импульса излучения.

Согласно (14), при $S/S_0 = \sqrt{2}$ кинетическая энергия вдвое превышает энергию покоя, $E_{kin} = 2mc^2$. Для такого ускорения электрона электрическая площадь импульса должна составить $8.3 \cdot 10^{-8}$ ESU. В настоящее время в литературе имеются сведения о получении квазиуниполярных импульсов терагерцевого излучения, обладающего сравнительно малыми пиковыми значениями электрической напряженности [6]. Для лазерного же излучения достигнута интенсивность более 10^{22} Вт/см^2, что отвечает пиковой напряженности электрического поля 10^{10} ESU. При таком уровне напряженности поля квазиуниполярного импульса указанное ускорение электрона было бы получено при длительности импульса более 10 ас. Поскольку экспериментально реализованные лазерные импульсы с рекордной интенсивностью обладают длительностью фемтосекундного диапазона, для требуемого ускорения достаточно было бы отщепить лишь их малую по длительности долю. Более реалистическим представляется разработка схем генерации квазиуниполярных импульсов большей длительности с соответственно меньшей пиковой напряженностью электрического поля [6].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное рассмотрение справедливо для классической частицы (не учитываются квантовые эффекты) и в пренебрежении силой Лоренца радиационного торможения частицы [8]. Последнее оправдано вне области ультрарелятивистского движения со скоростью, близкой к скорости света, в противном случае возможно ускорение заряженных частиц и импульсом с нулевой электрической площадью [9]. Также важным ограничением служит приближение плоской волны для излучения, что отвечает ближней зоне реальных пучков излучения. Сохранение структуры и поляризации излучения возможно в волноводных схемах или аксиконах. Интересно также отметить, что электрическая площадь импульса играет существенную роль не только применительно к ускорению классических частиц, но и в случае воздействия импульсов на квантовые объекты, а также в задачах электродинамики сплошных сред [10, 11]. Тем самым, эта величина служит одной из важнейших характеристик импульсов излучения.

При сохранении указанных ограничений представленные выше результаты подтверждают возможность прямого ускорения одиночной заряженной частицы импульсами электромагнитного излучения с помощью импульсов несфокусированного (эффективно плосковолнового) излучения с простейшим типом поляризации (линейной). Необходимым условием служит ненулевая величина электрической площади импульса — единственной величины, определяющей кинетическую энергию и механический импульс ускоряемой частицы. Поскольку принципиальная возможность генерации импульсов излучения с отличной от нуля электрической площадью к настоящему времени, по нашему мнению, показана достаточно убедительно (см. приведенные выше аргументы и ссылки), это открывает новые возможности для повышения эффективности лазерного ускорения заряженных частиц с помощью квазиуниполярных импульсов [7]. Разработка схем генерации импульсов излучения с высокой электрической площадью (в отличие от высокой энергии импульса) представляется важной задачей современной лазерной физики и техники.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ю. Быченков, А. В. Брантов, Е. А. Говрас, В. Ф. Ковалев, УФН **185**, 77 (2015).

2. T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).

3. E. Esarey, P. Sprangle, and J. Krall, Phys. Rev. E **52**, 5443 (1995).

4. V. Malka, J. Faure, Y. A. Gauduel, E. Lefebvre, A. Rousse, and Kim Ta Phuoc, Nat. Phys. **4**, 447 (2008).

5. S. Carbajo, E. A. Nanni, Liang Jie Wong, G. Moriena, Ph. D. Keathley, G. Laurent, R. J. D. Miller, and F. X. Kärtner, Phys. Rev. Accel. Beams **19**, 021303 (2016).

6. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. А. Шимко, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **110**, 9 (2019).

7. Н. Н. Розанов, Опт. и спектр. **126**, 211 (2019) [N. N. Rosanov, Optics and Spectroscopy **126**, 140 (2019)].

8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Физматлит, Москва (1973).

9. D. M. Fradkin, Phys. Rev. Lett. **42**, 1209 (1979).

10. Н. Н. Розанов, Опт. и спектр. **107**, 761 (2009) [N. N. Rosanov, Optics and Spectroscopy **107**, 721 (2009)].

11. 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)].