УДК 538.3

В. И. Яковлев

Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия

Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: valera@itam.nsc.ru

О БАЛАНСЕ ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА ПРИ ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЗАРЯДА

Методическая работа, содержащая элементарный вывод баланса энергии-импульса при излучении релятивистского заряда, достигнутый за счет привлечения скорости потери энергии частицей в качестве независимой от мощности излучения энергетической характеристики излучения.

Ключевые слова: поле излучения, буферное поле, интенсивность и мощность излучения, скорость потери энергии на излучение, сила торможения излучением.

Введение

Поскольку понимание рассматриваемого процесса непосредственно связано с физическим смыслом компонент 4-вектора, описывающего излучение энергии-импульса релятивистского заряда, начнем с его краткого вывода и обсуждения неоднозначной трактовки его энергетической составляющей. Напомним, что данный 4-вектор является результатом обобщения формул дипольного излучения. Для этого переходят в *сопутствующую* систему отсчета S_0, в которой скорость частицы в некоторый момент времени t'_0 равна нулю, а ускорение $w_0(t'_0)$ отлично от нуля. Следовательно, излучение в этой системе отсчета дипольно, и для энергии излучения справедлива формула [1]

$$I\,|_t = \frac{2}{3}\frac{e^2 w^2(t')}{c^3}. \tag{1}$$

Обратим внимание на то, что в качестве энергии, уносимой излучением за единицу времени, здесь принимается поток вектора Пойнтинга *поля излучения* через сферу большого радиуса R с центром, совпадающим с положением заряда в момент t' (время излучения). Рассматриваемый поток вычисляется в момент t наблюдения излучения, где $t = t' + R/c$, и I называется *полной интенсивностью излучения.*

Имея целью последующее обобщение, результат (1) представим в виде

$$d\mathcal{E}_{(0)} = \frac{2}{3}\frac{e^2 w_0^2(t')}{c^3}dt'_0, \tag{2}$$

явно содержащем обозначение $d\mathcal{E}_{(0)}$ для энергии, излучаемой частицей за время $dt'_0 = d\tau$. (Нижний индекс (0) здесь и далее отмечает отнесенность соответствующей величины к системе S_0, τ означает собственное время.) Отметим, что импульс, излучаемый частицей за время dt'_0,

$$d\mathbf{P}_{(0)} = 0. \tag{3}$$

Чтобы вернуться в лабораторную систему отсчета и здесь определить излученные энергию и импульс, построим соответствующий 4-вектор

$$\mathcal{P}^i = \frac{dP^i}{d\tau} = \left(\frac{1}{c}\frac{d\mathcal{E}}{d\tau}, \frac{d\mathbf{P}}{d\tau}\right),$$

который бы в сопутствующей системе S_0 принимал значение

$$\mathcal{P}^i_{(0)} = \left(\frac{1}{c}\frac{d\mathcal{E}_{(0)}}{dt'_0}, 0, 0, 0\right) = \left(\frac{1}{c}\frac{2e^2 w_0^2}{3c^3}, 0, 0, 0\right), \tag{4}$$

согласующийся с требованиями (2), (3). Для этого вспомним, что инвариантный квадрат 4-ускорения в сопутствующей системе выражается через квадрат собственного ускорения:

$$\frac{du^k}{d\tau}\frac{du_k}{d\tau} = -w_0^2.$$

Отсюда понятно, что искомый 4-вектор равен

$$\mathcal{P}^i = -\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^5}\frac{du^k}{d\tau}\frac{du_k}{d\tau}u^i, \quad (5)$$

поскольку в системе S_0, в которой

$$u^i_{(0)} = (c, 0, 0, 0),$$

компоненты $\mathcal{P}^i_{(0)}$ приобретают необходимые значения (4) [1]. Полученный вектор

$$\mathcal{P}^i = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\frac{dP^i}{dt'} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\left(\frac{1}{c}\frac{d\mathcal{E}}{dt'}, \frac{d\mathbf{P}}{dt'}\right)$$

описывает полные энергию $d\mathcal{E}/dt'$ и импульс $d\mathbf{P}/dt'$, излучаемые в единицу времени t'. Зная компоненты этого 4-вектора в сопутствующей системе, из законов преобразования компонент 4-вектора нетрудно найти искомые величины в лабораторной системе. Получающийся отсюда известный результат [2] представляется в виде следующей пары:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt'} = \frac{d\mathcal{E}_0}{dt'_0} = \frac{2}{3}\frac{e^2 w_0^2}{c^3}, \qquad \frac{d\mathbf{P}}{dt'} = \frac{\mathbf{v}}{c^2}\frac{d\mathcal{E}}{dt'}. \quad (6)$$

Первая из этих формул, отвечающая излучению энергии, повторяет структуру соотношения (2), и отсюда, казалось бы, следует, что $d\mathcal{E}/dt'$ имеет смысл полной интенсивности излучения, представляя собой поток вектора Пойнтинга через соответствующую сферическую поверхность, вычисляемый в момент t приема излучения. Хотя это представление неверно, в литературе иногда (см., например, [1]) за этой величиной сохраняют обозначение I и название «полная интенсивность излучения», оговаривая при этом его отличие от соответствующего потока вектора Пойнтинга. Но более соответствующим физической сущности $d\mathcal{E}/dt'$ представляется название «мощность излучения» [3; 4], и мы им будем здесь пользоваться. Если сформулировать кратко, под этим термином подразумевается энергия, излучаемая частицей за единицу времени t'. (Более подробно его смысл обсуждается далее.) Еще одно название, правда неудачное, – «скорость потери энергии частицей на излучение», – с давних пор используется для величины $d\mathcal{E}/dt'$ (см., например, [5], все издания популярного сборника задач, включая последнее, в виде современного курса электродинамики [2], а также [6; 7]). Но это – действительно неудачное название применительно к $d\mathcal{E}/dt'$, поскольку скорость потери энергии на излучение, т. е. механическая энергия, теряемая излучающей частицей за единицу времени, является независимой энергетической характеристикой процесса излучения. Ниже она будет определена и обозначена символом $-d\mathcal{E}_{\text{мех}}/dt'$. В общем случае эти две величины не равны между собой [2], т. е. $d\mathcal{E}/dt' \neq -d\mathcal{E}_{\text{мех}}/dt'$.

В этой связи заметим, что неправомерное использование приведенных двух разных названий в качестве синонимов фактически уводит нас от от возможности простейшего построения баланса энергии-импульса при излучении релятивистского заряда. Восстановлению этой возможности за счет принятия скорости потери энергии частицей на излучение в качестве независимой энергетической характеристики излучения посвящена данная работа.

Но вначале уточним физический смысл мощности излучения. Заметим, что перечисленный выше разброс в названиях $d\mathcal{E}/dt'$ является отражением того факта, что в процессе релятивистского обобщения резуль-

[1] Формальное несовпадение (5) с результатом (73.3) из книги [1] вызвано использованием в данной работе 4-скорости в виде

$$u^i = \frac{dx^i}{d\tau} = \left(\frac{c}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \frac{\mathbf{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right)$$

вместо $\frac{dx^i}{ds}$, где $ds = c\,d\tau$.

[2] В этом легко убедиться, обратившись к сопутствующей системе, в которой положительная мощность излучения

$$\left(d\mathcal{E}_{(0)}/dt'_0\right) = (2/3)e^2 w_0^2/c^3$$

очевидно не может быть обеспечена за счет механической энергии частицы, которая здесь минимальна (равна mc^2), а мощность, развиваемая внешними силами, при нулевой скорости частицы тождественно равна нулю.

татов (2), (3) физический смысл энергетической характеристики излучения $d\mathcal{E}/dt'$ конкретно не выявляется. Ее величина для заряда, движущегося с произвольными скоростью **v** и ускорением **w**, согласно (6) связанная с квадратом собственного ускорения, легко определяется. Она равна

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt'} = \frac{2e^2}{3c^3}\frac{w^2 - [\boldsymbol{\beta}\times\mathbf{w}]^2}{(1-\beta^2)^3}|_{t'}, \qquad (7)$$

где $\boldsymbol{\beta} = \dfrac{\mathbf{v}}{c}$.

Но здесь важно понимание связи $d\mathcal{E}/dt'$ с полем излучения заряда. Именно эта связь определяет физический смысл рассматриваемой величины.

Выше уже отмечалось, что поток вектора Пойнтинга поля излучения через сферу радиусом *R*, вычисленный в момент *t*, не совпадает с $d\mathcal{E}/dt'$. Необходимо учесть, что импульс излучения, испущенный зарядом за промежуток времени dt', через элемент поверхности сферы проходит за время $dt = dt'\left(1-\mathbf{n}(t')\cdot\boldsymbol{\beta}(t')\right)$, зависящее от положения элемента *ds*. Тогда *видоизмененный поток энергии* через рассматриваемую сферу, вычисленный с учетом множителя $\left(1-\mathbf{n}(t')\cdot\boldsymbol{\beta}(t')\right)$, оказывается равным мощности излучения, т. е.

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt'} = \int\limits_{(4\pi)} S(1-\mathbf{n}(t')\cdot\boldsymbol{\beta}(t'))R^2 d\Omega. \qquad (8)$$

Входящий в интеграл (8) модуль вектора Пойнтинга $S = (c/4\pi)E^2|_{R,t}$ поля излучения известным образом выражается через поле Лиенара-Вихерта. После его подстановки результат (8) приводится к виду

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt'} = \frac{e^2}{4\pi c^3}\times$$
$$\times\int\limits_{(4\pi)}\left\{\frac{w^2}{(1-\boldsymbol{n\beta})^3} + 2\frac{(\boldsymbol{nw})(\boldsymbol{\beta w})}{(1-\boldsymbol{n\beta})^4} - \frac{(1-\beta^2)(\boldsymbol{nw})^2}{(1-\boldsymbol{n\beta})^5}\right\}|_{t'}\times$$
$$\times d\Omega. \qquad (9)$$

Естественно, высказанное предположение о том, что *мгновенное* значение мощности излучения определяется потоком энергии поля излучения через поверхность сферы, взятым в виде (8), требует доказательства. Для этого достаточно показать совпадение результата интегрирования (9) с величиной (7), что здесь продемонстрируем для общего случая ускорения $\boldsymbol{w}$, имеющего как продольную, так и поперечную компоненты по отношению к скорости заряда.

Пусть $\boldsymbol{\beta}(t') = \beta(t')\boldsymbol{e}_z, \boldsymbol{w} = w_{\parallel}\boldsymbol{e}_z + w_{\perp}\boldsymbol{e}_x$. При этом выражение (7) сводится к следующему:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt'} = \frac{2e^2}{3c^3}\frac{w_{\parallel}^2 + w_{\perp}^2(1-\beta^2)}{(1-\beta^2)^3}|_{t'}. \qquad (10)$$

Обратимся к интегралу (9). Входящий в него единичный вектор $\boldsymbol{n}(t')$, идущий от заряда в момент t' к точке наблюдения, задается углами θ, α сферической системы координат, привязанной к векторам $\boldsymbol{\beta}(t'), \boldsymbol{w}_{\perp}(t')$, так что

$$\boldsymbol{n} = \sin\theta(\cos\alpha\boldsymbol{e}_x + \sin\alpha\boldsymbol{e}_y) + \cos\theta\boldsymbol{e}_z.$$

Элемент телесного угла $d\Omega$ равен $\sin\theta d\alpha d\theta$. Заметим, что зависимость подынтегрального выражения от угловой координаты α обусловлена лишь множителем $\boldsymbol{nw} = \sin\theta\cos\alpha w_{\perp} + \cos\theta w_{\parallel}$ и его квадратом. Отсюда нетрудно увидеть, что после интегрирования по переменной α от 0 до 2π интеграл из (9) сводится к одномерному интегралу

$$\int\limits_0^{\pi}\left\{2\pi\frac{w_{\parallel}^2 + w_{\perp}^2}{\left(1-\beta^2\right)^3} + 2\pi\frac{2\beta\cos\theta w_{\parallel}^2}{\left(1-\beta\cos\theta\right)^4} - \right.$$
$$\left. - \frac{\left(1-\beta^2\right)\left[\pi\sin^2\theta w_{\perp}^2 + 2\pi\cos^2\theta w_{\parallel}^2\right]}{\left(1-\beta\cos\theta\right)^5}\right\}\sin\theta d\theta. \qquad (10)$$

После интегрирования для $d\mathcal{E}/dt'$ получается выражение, совпадающее с (10). Следовательно, интегральное представление $d\mathcal{E}/dt'$ в виде (8) действительно соответствует локальной величине (7).

Приступим к выполнению поставленной задачи. Для этого заметим, что потеря механической энергии $\mathcal{E}_{\text{мех}} = mc^2\big/\sqrt{1-v^2/c^2}$ заряда за счет излучения может происходить только в результате действия силы торможения. Мощность $\left(\boldsymbol{f}_T\cdot\boldsymbol{v}\right)$, развиваемая этой силой, однозначно определяет скорость изменения энергии $\mathcal{E}_{\text{мех}}$ за счет излучения:

$$\frac{d\mathcal{E}_{\text{мех}}}{dt'} = \boldsymbol{f}_T(t')\cdot\boldsymbol{v}(t'). \qquad (11)$$

Используя точное выражение [1] для силы торможения излучением

$$\boldsymbol{f}_T = \frac{2e^2}{3c^3}\ddot{\boldsymbol{v}}, \tag{12}$$

справедливое в сопутствующей системе отсчета, из (11) получим независимое соотношение для скорости потери энергии на излучение

$$-\frac{d\mathcal{E}_{\text{мех}}}{dt'} = -\frac{2e^2}{3c^3}\left(\ddot{\boldsymbol{v}}(t')\cdot\boldsymbol{v}(t')\right) =$$

$$= \frac{2e^2}{3c^3}\left(\dot{\boldsymbol{v}}(t')\right)^2 - \frac{2e^2}{3c^3}\frac{d}{dt'}\left(\boldsymbol{v}(t')\cdot\dot{\boldsymbol{v}}(t')\right),$$

которое можно представить в виде следующего баланса энергии при излучении:

$$-\frac{d\mathcal{E}_{\text{мех}}}{dt'} = \frac{d\mathcal{E}}{dt'} + \frac{d\mathcal{E}_B}{dt'}. \tag{13}$$

Отсюда видно, что скорость потери энергии на излучение не совпадает с мощностью излучения, причем разница между ними прячется в виде энергии поля в ближней зоне (*буферное поле*, по Мешкову – Чирикову [7]). Видно, что скорость передачи энергии буферному полю определяется выражением

$$\frac{d\mathcal{E}_B}{dt'} = -\frac{2e^2}{3c^3}\frac{d}{dt'}\left(\boldsymbol{v}(t')\cdot\dot{\boldsymbol{v}}(t')\right). \tag{14}$$

Подчеркнем еще раз, что выражения (12), (14) справедливы для случая $v \ll c$, для которого, заметим, dt' и $d\tau$ равны.

Теперь несложно этот баланс энергии (13) обобщить для релятивистских скоростей в виде четырехмерного баланса энергии-импульса, включающего в себя 4-силу торможения f_T^i, 4-вектор скорости передачи энергии-импульса буферному полю $\mathcal{W}_B^i$, а также известный нам 4-вектор $\mathcal{P}^i$ (5).

Для выполнения этой задачи вспомним, во-первых, что любая 4-сила имеет структуру, определяемую формулой

$$f^i = \left(\frac{(1/c)(\boldsymbol{f}\cdot\boldsymbol{v})}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \frac{\boldsymbol{f}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right).$$

Отсюда следует, что при $v/c \ll 1$ искомая 4-сила

$$f_T^i = \left((1/c)(\boldsymbol{f}_T\cdot\boldsymbol{v}),\, \boldsymbol{f}_T\right)$$

складывается из элементов, для этого случая уже определенных выражением (12). Во-вторых, соотношение (13) перепишем с использованием определения (11) и выражения (14) в виде

$$\frac{1}{c}\left(\boldsymbol{f}_T(t')\cdot\boldsymbol{v}(t')\right) =$$

$$= -\frac{1}{c}\frac{d\mathcal{E}}{dt'} + \frac{1}{c}\frac{d}{dt'}\left(\frac{2e^2}{3c^3}\boldsymbol{v}(t')\cdot\dot{\boldsymbol{v}}(t')\right) \tag{15}$$

и заметим, что каждый элемент этого равенства представляет собой временную компоненту соответствующего 4-вектора

$$f_{\text{т}}^i,\ -\mathcal{P}^i \quad \text{и} \quad \frac{d}{dt'}\left(\frac{2e^2}{3c^3}\frac{du^i}{dt'}\right).$$

(Последний из них получается из выражения для 4-ускорения $w^i = du^i/dt'$, для которого $w^0 = (1/c)(\boldsymbol{v}\cdot\dot{\boldsymbol{v}})$.) Из сказанного напрашивается предположение, что соотношение (15) является временной компонентой четырехмерного равенства

$$f_T^i = -\mathcal{P}^i + \frac{2e^2}{3c^3}\frac{d^2u^i}{d\tau^2}. \tag{16}$$

В его справедливости легко убедиться, обратив внимание на значения пространственных компонент входящих сюда 4-векторов. Все они известны при $v/c \ll 1$ и в сопутствующей системе отсчета задаются соотношениями[3] (12), (4) (т. е. $\boldsymbol{\mathcal{P}} = 0$) и $(2e^2/3c^3)\dot{\boldsymbol{w}} = (2e^2/3c^3)\ddot{\boldsymbol{v}}$. Вместе они удовлетворяют (16).

Итак, как мы выяснили, в сопутствующей системе все компоненты 4-вектора f_T^i и известных 4-векторов $\mathcal{P}^i$, $d^2u^i/d\tau^2$ связаны соотношением (16). Следовательно, оно справедливо в любой системе отсчета и *искомый 4-мерный баланс энергии-импульса при излучении заряда* можно представить в виде

$$f_T^i = -\mathcal{P}^i - \mathcal{W}_B{}^i, \tag{17}$$

где

$$\mathcal{W}_B{}^i = \left(\frac{1}{c}\frac{d\mathcal{E}_B}{d\tau}, \frac{d\boldsymbol{P}_B}{d\tau}\right) = -\frac{2e^2}{3c^3}\frac{d^2u^i}{d\tau^2} \tag{18}$$

есть 4-вектор скорости передачи энергии-импульса от заряда буферному полю, а f_T^i отвечает за скорость потери механических энергии-импульса заряда за счет излучения.

Подставив в правую часть равенства (18) соответствующие значения 4-векторов $\mathcal{P}^i$ (5) и $\mathcal{W}_B{}^i$ (18), для 4-силы получаем выражение

$$f_T^i = \frac{2e^2}{3c^3}\left(\frac{d^2u^i}{d\tau^2} + \frac{1}{c^2}\frac{du^k}{d\tau}\frac{du_k}{d\tau}u^i\right). \tag{19}$$

[3] Последнее из них следует из результата вычисления 4-вектора $d^2u^i/d\tau^2$.

Его можно преобразовать к виду

$$f_T^i = \frac{2e^2}{3c^3}\left(\frac{d^2u^i}{d\tau^2} - \frac{u^iu^k}{c^2}\frac{d^2u_k}{d\tau^2}\right),$$

согласующемуся с формулой (76.2) для $q^i = (1/c)f_T^i$ из книги [1]. (Остающиеся формальные различия объясняются причиной, которая уже указывалась в связи с формулой (5).) Для этого, воспользовавшись ортогональностью 4-векторов скорости и ускорения $(du_k / d\tau)u^k = 0$, второе слагаемое в правой части (19) достаточно очевидным образом видоизменить.

Перед завершением работы приведем два примера, демонстрирующие два разных соотношения между мощностью излучения и скоростью потери энергии на излучение. В первом из них излучение существует при нулевой скорости потери энергии частицы. Во втором две названные энергетические характеристики излучения совпадают между собой.

Первый пример относится к заряду, движущемуся в стационарном электрическом поле со скоростью $\boldsymbol{v} \parallel \boldsymbol{E}$ при $\boldsymbol{B} = 0$. Считая, что движение происходит вдоль оси x, на которой $\boldsymbol{E} = E_x(x)\boldsymbol{e}_x$, из выражения для силы торможения, приведенного в задаче 2 к § 76 книги [1] (после исправления описки в последнем слагаемом), получаем

$$\boldsymbol{f}_T = \frac{2e^3}{3mc^3}\frac{v_x}{\sqrt{1 - v_x^2 / c^2}}\frac{dE_x}{dx}\boldsymbol{e}_x.$$

Мощность излучения, как следует из (7) с учетом $w_0^2 = e^2E_x^2 / m^2$, равна

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt'} = \frac{2e^4}{3m^2c^3}E_x^2$$

и не зависит от энергии частицы.

Здесь особый интерес представляет случай однородного поля $E_x = E_0$, когда независимо от величины скорости $\boldsymbol{f}_T = 0$. При этом мощность излучения и импульс, уносимый излучением за единицу времени t',

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt'} = \frac{2e^4}{3m^2c^3}E_0^2, \qquad \frac{d\boldsymbol{P}}{dt'} = \frac{\boldsymbol{v}}{c^2}\frac{d\mathcal{E}}{dt'},$$

как следует из баланса энергии-импульса (17), полностью обеспечиваются за счет буферного поля и не связаны с потерей энергии-импульса излучающей частицы. Иными словами, при движении в однородном поле со скоростью $\boldsymbol{v} \parallel \boldsymbol{E}_0$ изменения механических энергии и импульса определяются только силой со стороны поля:

$$\frac{d\mathcal{E}_{\text{мех}}}{dt'} = eE_0v_x(t'), \quad \frac{d\boldsymbol{p}_{\text{мех}}}{dt'} = e\boldsymbol{E}_0$$

и принципиально не зависят от излучения. (Подчеркнем, пока заряд движется в области однородного поля.)

Естественно, при этом возникает вопрос, каким образом в буферном поле оказываются запасенными необходимые энергия и импульс и откуда они берутся. Вычисления (здесь не приводятся) показывают, что эти энергия и импульс составляют просто промежуточное звено в процессе передачи энергии-импульса от ускоренно движущегося заряда полю излучения. Излучаемые энергия и импульс на самом деле отнимаются от излучающего заряда, но этот «отъем» происходит не тогда, когда заряд движется в однородном электрическом поле. Все происходит до и после попадания заряда в область однородного поля. (Понятно, что эта область не может считаться бесконечной.)

В качестве *второго примера* рассмотрим излучение заряда, движущегося по круговой орбите в однородном магнитном поле (синхротронное излучение). Ускорение заряда, перпендикулярное скорости, здесь легко находится через силу Лоренца и принимает значение

$$w = \frac{v}{c}\frac{eB}{m\gamma}.$$

Мощность излучения, определяемая соотношением (7), при этом равна

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt'} = \frac{2e^4B^2}{3m^2c^3}\frac{(v/c)^2}{1 - v^2/c^2}.$$

Как легко получить из названной формулы [1], для данного случая $\boldsymbol{E} = 0, \boldsymbol{B} = \text{const}$ и $\boldsymbol{v} \perp \boldsymbol{B}$, сила торможения равна

$$\boldsymbol{f}_T = -\frac{2e^4B^2}{3m^2c^4}\frac{1}{1 - v^2/c^2}\frac{\boldsymbol{v}}{c}.$$

При этом мощность

$$-\boldsymbol{f}_T \cdot \boldsymbol{v} = \frac{2e^4B^2}{3m^2c^3}\frac{(v/c)^2}{1 - v^2/c^2},$$

развиваемая частицей против этой силы, в точности совпадает с мощностью излучения. Таким образом, скорость потери энергии излучающей частицы и мощность излучения в данном случае тождественны. Иначе говоря, излучение энергии происходит непосредственно за счет излучающей частицы; буферное поле принимает в нем лишь косвенное участие.

Заключение

Таким образом, отказ от неправомерного отождествления двух названных в начале статьи характеристик излучения и принятие скорости потери энергии частицы в качестве *независимой* энергетической характеристики процесса излучения, связанной с мощностью силы торможения, дает возможность вполне элементарно получить 4-мерный баланс энергии-импульса при излучении заряда. Выражение для 4-силы торможения излучением является при этом просто промежуточным результатом.

Список литературы

1. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. М.: Физматлит, 2001.

2. *Батыгин В. В., Топтыгин И. Н.* Современная электродинамика. М.; Ижевск, 2003.

3. *Гинзбург В. Л.* Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1975.

4. *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.

5. *Panofsky W. K. N., Phyllips M.* Classical Electricity and Magnetism. Reading: Addison-Wensley Publishing Company, 1956.

6. *Терлецкий Я. П., Рыбаков Ю. П.* Электродинамика. М.: Высш. шк., 1980.

7. *Мешков И. Н., Чириков Б. В.* Электромагнитное поле. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1987. Ч. 2: Электромагнитные волны и оптика.

Материал поступил в редколлегию 21.02.2012

V. I. Yakovlev

THE ENERGY-MOMENTUM BALANCE OF RADIATION EMITTED BY A CHARGED PARTICLE IN RELATIVISTIC MOTION

Methodical work containing the elementary derivation of the energy-momentum balance at the relativistic charged particle radiation reached at the expense of using the rate of energy loss by a independent of radiation power.

Keywords: the radiation field, the buffer field, the radiated power, the rate of energy loss from the charged particle, the radiation reaction force.