Октябрь 1997 г. **УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК** *Том 167, № 10*

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Об изображении поля излучения с помощью силовых линий

Б.М. Болотовский, А.В. Серов

Рассматривается картина силовых линий, представляющая поле для некоторых простых задач, связанных с излучением движущегося заряда.

PACS number: **41.20.–q**

Понятие о силовых линиях электромагнитного поля вводится еще в школьном курсе физики. С этим понятием знакомятся также и студенты высших учебных заведений. Однако, как правило, рассматриваются силовые линии только статических полей. На заре радиофизики Генрих Герц [1] рассмотрел эволюцию системы силовых линий для переменного электрического диполя. Но этот классический пример не часто упоминается и еще реже разбирается в учебной литературе.

Очевидно, что в случае переменного поля и форма, и взаимное расположение силовых линий меняются со временем.

В этой заметке мы подробно рассмотрим картину силовых линий для случая заряженной частицы, движущейся в вакууме с переменной скоростью.

Сначала рассмотрим картину силовых линий для заряда, движущегося с постоянной скоростью. В этом случае электрические силовые линии прямолинейны. На рисунке 1 в качестве примера изображены картины электрического поля покоящегося заряда (рис. 1а) и равномерно движущегося заряда (рис. 1б). Видно, что силовые линии равномерно движущегося заряда распределены не изотропно. Они концентрируются вблизи плоскости, проходящей через заряд и перпендикулярной направлению его движения. Причем эта концентрация выражена тем сильнее, чем ближе скорость движения заряда к скорости света. Здесь рассматривается движение заряда в пустоте, где невозможно движение со скоростью, превышающей фазовую скорость света.

В настоящей заметке мы будем рассматривать силовые линии только электрического поля. Напомним основные свойства этих линий. Как известно, силовые линии определяются следующим образом. Во-первых, направление электрического поля в данной точке совпадает с направлением касательной к силовой линии,

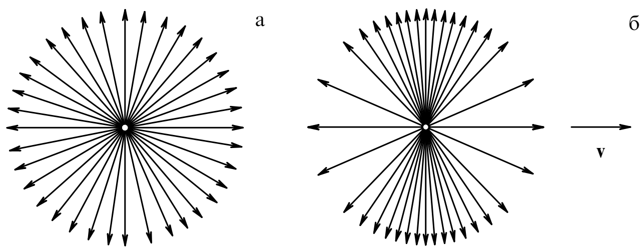

Рис. 1. Электрическое поле неподвижного (а) и равномерно движущегося (б) заряда; $v = 0{,}866c$.

проходящей через данную точку. Во-вторых, напряженность поля в данной точке характеризуется густотой силовых линий в окрестностях данной точки. Точнее говоря, если мы построим единичную площадку, перпендикулярную силовой линии, проходящей через данную точку, то число силовых линий, пересекающих эту площадку, равно напряженности поля в данной точке. Силовые линии электрического поля начинаются и кончаются на электрических зарядах. Если имеется один точечный электрический заряд, то силовые линии исходят из точки, где находится этот заряд, и уходят в бесконечность. Если мы условимся изображать поле электрического заряда с помощью некоторого числа силовых линий, то это число остается неизменным при произвольном движении электрического заряда. Таким образом, число силовых линий является интегралом движения. Это свойство силовых линий следует из теоремы Гаусса. Как известно, теорема Гаусса утверждает, что поток электрического поля через любую замкнутую поверхность, внутри которой находится заряд q, равен $4\pi q$. Но поток электрического поля в картине силовых линий равен числу силовых линий, пересекающих данную поверхность. Поэтому и число силовых линий есть величина постоянная, не зависящая от закона движения заряда.

Мы ограничимся изображением поля движущегося заряда с помощью силовых линий. Общая постановка и решение этой задачи принадлежит Арутюняну [2, 3]. Частный случай поля излучения при мгновенном ускорении заряженной частицы рассмотрен в книге Парселла [4]. Парселл также обсуждает некоторые количественные

Б.М. Болотовский, А.В. Серов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
117924 Москва, Ленинский просп. 53, Россия
Тел. (095) 132-62-35

Статья поступила 18 сентября 1996 г., после доработки 17 апреля 1997 г.

стороны этой проблемы. Ниже мы рассмотрим эту задачу более подробно.

Пусть заряженная частица находится в начале декартовой системы координат. До момента времени $t = 0$ частица покоится, а при $t = 0$ начинает двигаться в положительном направлении оси x со скоростью v. Требуется определить поле заряженной частицы при таком законе движения. Предположение о мгновенном скачке скорости представляет собой определенную идеализацию. В реальных случаях для конечного изменения скорости требуется конечное время. Однако, если мы будем рассматривать излучение достаточно малых частот, то приближение мгновенного скачка скорости будет оправдано. Ниже мы рассмотрим, как меняется картина поля при отказе от предположения о мгновенном скачке скорости. Окружим точку старта сферой радиуса $r = ct$. Внутри этой сферы решение уравнений Максвелла дает поле заряда, движущегося равномерно со скоростью v:

$$E_x = q\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)(x - vt)\times \times \left[\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)(y^2 + z^2) + (x - vt)^2\right]^{-3/2}, \qquad (1)$$

$$E_y = q\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)y\left[\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)(y^2 + z^2) + (x - vt)^2\right]^{-3/2}. \qquad (2)$$

Вне сферы поле равно кулоновскому полю заряда, покоящегося в начале координат. Сфера $r = ct$ по мере своего расширения проходит через точку наблюдения. Поэтому, как бы далеко наблюдатель ни был от точки старта, в момент $t = r/c$ кулоновское поле покоящегося заряда заменяется на поле равномерно движущегося заряда, находящегося в точке $x = vt$. Такая структура поля определяется эффектом запаздывания, который связан с конечным значением скорости света. Если наблюдатель находится далеко от точки старта, то в течение долгого времени поле в точке наблюдения есть поле покоящегося заряда, хотя заряд давно уже находится в состоянии равномерного движения. Ниже мы увидим, что аналогичными особенностями обладает поле заряда в случае остановки: если наблюдатель находится далеко от точки остановки заряда, то долгое время после момента остановки поле в точке наблюдения является полем движущегося заряда.

На рисунке 2 изображена картина силовых линий внутри и вне сферы $r = ct$. Видно, что силовые линии вне сферы и внутри сферы не стыкуются между собой, т.е. силовые линии испытывают разрыв на поверхности сферы. Но такой разрыв противоречит физическим условиям задачи. Как уже было сказано, силовые линии могут начинаться и кончаться только на зарядах. Поэтому разрыв силовых линий на сферической поверхности означал бы, что поверхность сферы заряжена. Но мы рассматриваем заряд q, находящийся в точке $x = vt$, поэтому никакие другие заряды появиться не могут. Отсюда следует, что силовые линии должны быть непрерывны, т.е. каждая силовая линия внутри сферы должна переходить в линию вне сферы. Этот переход осуществляется с помощью силовых линий, расположенных на поверхности сферы $r = ct$. Именно эти силовые линии, расположенные на поверхности расширяющейся сферы, и определяют излучение в рассматриваемой задаче. Действительно, сфера $r = ct$ расширяется со скоростью света. Силовые линии, расположенные на сфере, перпендикулярны направлению распространения. Таким образом, поле, описываемое силовыми линиями, лежащими на сфере $r = ct$, удовлетворяет всем требованиям, которым должна удовлетворять электромагнитная волна. Отметим, что в рассматриваемой задаче о мгновенном старте поле внутри сферы не содержит излучения, а является полем равномерно движущегося заряда. Поле вне сферы также не содержит излучения, это есть поле покоящегося заряда. Поле излучения отлично от нуля только на сфере $r = ct$.

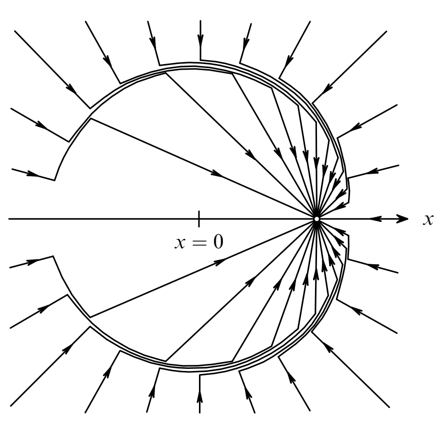

Рис. 2. Электрическое поле заряда, мгновенно ускоренного в точке $x = 0$ и движущегося с постоянной скоростью.

Как показал Парселл [4], в рассматриваемой задаче существует взаимно однозначное соответствие между силовыми линиями поля внутри сферы и поля вне сферы. Если для определенности рассматривать задачу мгновенной остановки, то силовая линия внутри сферы, составляющая угол θ с направлением движения, переходит в силовую линию вне сферы, составляющую угол θ' с тем же направлением, причем

$$\tan\theta' = \gamma\tan\theta\,, \qquad (3)$$

где $\gamma = \left[1 - (v/c)^2\right]^{-1/2}$ — так называемый лоренц-фактор. Обе эти линии соединяются отрезком силовой линии, лежащей на сфере, и таким образом представляют различные части одной и той же силовой линии.

Величину поля излучения можно определить следующим образом. Введем сферическую систему координат с центром в точке старта заряда, с осью, направленной по скорости заряда. Рассмотрим участок сферической поверхности, расположенный под углом θ к скорости заряда. Вычислим поток электрического поля через этот участок. Очевидно, этот поток будет равен разности потоков внутреннего и внешнего полей. Поток внешнего поля легко определяется. Именно, поток внешнего поля через участок сферической поверхности, соответствующий телесному углу $\mathrm{d}\Omega$, равен $q\,\mathrm{d}\Omega$. Вычислим поток внутреннего поля. Для этого в формулах (1), (2) положим $x = r\cos\theta$, $y = r\sin\theta$, $r = ct$. Мы получим выражения для полей E_x, E_y на сфере:

$$E_x|_{r=ct} = \frac{q(1-\beta^2)}{t^2}\,\frac{c\cos\theta - v}{\left[(1-\beta^2)c^2\sin^2\theta + (c\cos\theta - v)^2\right]^{3/2}}\,, \qquad (4)$$

$$E_y|_{r=ct} = \frac{q(1-\beta^2)}{t^2}\,\frac{c\sin\theta}{\left[(1-\beta^2)c^2\sin^2\theta + (c\cos\theta - v)^2\right]^{3/2}}\,, \tag{5}$$

где $\beta = v/c$.

Поток поля E через элемент $\mathrm{d}S$ поверхности сферы равен $E_{\mathrm{n}}\,\mathrm{d}S$, т.е. $(n_x E_x + n_y E_y)\,\mathrm{d}S$, где $\mathbf{n}$ — нормаль к поверхности сферы. Из формул (4), (5) с учетом $n_x = \cos\theta$, $n_y = \sin\theta$ получаем выражение для потока P через элемент поверхности сферы, отвечающий элементу телесного угла $\mathrm{d}\Omega$:

$$\mathrm{d}P = E_x\cos + E_y\sin\theta = q(1-\beta^2)\,\frac{1}{(1-\cos\theta)^2}\,\mathrm{d}\Omega\,. \tag{6}$$

Из формулы (6) видно, что в это соотношение не входит радиус сферы, т.е. поток электрического поля определяется только элементом телесного угла $\mathrm{d}\Omega$. Это вполне понятно, так как электрическое поле с ростом радиуса r убывает как r^{-2}, а площадь элемента поверхности, заключенного внутри телесного угла $\mathrm{d}\Omega$, пропорциональна r^2. Отсюда в частности следует, что поле равномерно движущегося в пустоте заряда не может быть полем излучения. Действительно, для поля излучения характерно, что поток электромагнитной энергии в телесный угол $\mathrm{d}\Omega$ не зависит от r. Но поток электромагнитной энергии есть билинейная комбинация электрического и магнитного полей (вектор Пойнтинга $\mathbf{P} = 4\pi c\,\mathbf{E}\times\mathbf{H}$) и, следовательно, в этом случае квадрат поля (а не первая степень) должен убывать с ростом r как r^{-2}, а само поле излучения убывает с расстоянием как r^{-1}. Нетрудно показать, что поток электрического поля через полную поверхность сферы $r = ct$, содержащей заряд, в согласии с теоремой Гаусса равен $4\pi q$. Это означает, что и внутренние, и внешние поля изображаются одинаковым числом силовых линий.

Разность потоков от внешнего и внутреннего полей через элемент поверхности сферы дает приращение числа силовых линий, лежащих на данном участке сферы. Обозначим напряженность поля излучения на сфере через E_θ. Из симметрии задачи следует, что поле излучения зависит только от θ. Тогда условие сохранения числа силовых линий (или равносильное условие $\operatorname{div} E = 0$) приводит к соотношению

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}(E_\theta\sin\theta) = \frac{q}{r}\left[\frac{1-\beta^2}{(1-\beta\cos\theta)^2} - 1\right]\sin\theta\,. \tag{7}$$

Это соотношение можно рассматривать как дифференциальное уравнение для тангенциальной компоненты электрического поля E_θ, отличной от нуля на расширяющейся световой сфере. Но еще до решения уравнения можно отметить некоторые характерные особенности поля E_θ. Силовые линии этого поля лежат на поверхности сферы $r = ct$ с центром в точке, из которой стартовал заряд. Эта сфера расширяется со скоростью света, т.е. заряд находится всегда внутри нее. Важной особенностью поля E_θ является то, что с ростом радиуса сферы r это поле убывает пропорционально r^{-1}. Таким образом, поле E_θ обладает свойством поля излучения. Оно распространяется со скоростью света и в каждой точке перпендикулярно направлению распространения.

Отметим во избежание недоразумений, что поле равномерно движущегося заряда (4), (5) также имеет на сфере тангенциальную компоненту, выражение для которой мы здесь не выписываем. Однако, в отличие от поля излучения E_θ, тангенциальная составляющая поля (4), (5) убывает как r^{-2}.

Решение дифференциального уравнения (7), удовлетворяющее условию $E_\theta = 0$ при $\theta = 0$, записывается в виде

$$E_\theta = \frac{q}{r}\,\delta(r-ct)\,\frac{\beta\sin\theta}{1-\beta\cos\theta}\,, \tag{8}$$

где дельта-функция от аргумента $r - ct$ учитывает то обстоятельство, что поле E_θ отличается от нуля только на сфере $r = ct$, расширяющейся со скоростью света. Это выражение другим способом получено в работе [5].

Таким образом, в приближении мгновенного старта поле излучения формируется в момент старта, и в дальнейшем волновой пакет поля излучения распространяется по закону (7), который дает выражение для единственной отличной от нуля компоненты поля излучения при мгновенном старте заряда.

Рассмотрим поле излучения, возникающее при мгновенной остановке заряда. Предположим, что заряд q двигался равномерно в положительном направлении оси x со скоростью v и в момент времени $t = 0$ остановился в точке $x = 0$. В этом случае решение уравнения Максвелла внутри сферы $r = ct$ с центром в точке $x = 0$ дает кулоновское поле заряда, покоящегося в начале координат. Поле вне сферы $r = ct$ есть поле равномерно движущегося заряда, скорость которого равна v (поскольку до точек, расположенных вне световой сферы $r = ct$, сигнал об остановке заряда не дошел). Нетрудно видеть, что в этом случае разность потоков поля изнутри и вне сферы равна по величине и противоположна по знаку той величине, которая была получена для случая мгновенного старта. Отсюда следует, что поле излучения E_θ в случае остановки равно по величине и противоположно по знаку полю излучения при мгновенном старте (8).

Рассмотрим теперь случай, когда заряженная частица до момента времени $t = 0$ находилась в покое в начале координат. В момент времени $t = 0$ скорость частицы скачком изменилась до величины v, и частица в течение промежутка времени T двигалась в положительном направлении оси x. В момент времени $t = T$ частица резко остановилась в точке $x = vt$. Требуется определить поле излучения при заданном законе движения. Проведенное ранее рассмотрение позволяет решить эту задачу. Действительно, поле излучения, связанное с мгновенным стартом, лежит на сфере $r = ct$ с центром в начале координат. Поле излучения, связанное с мгновенной остановкой, лежит на сфере $|\mathbf{r} - \mathbf{v}T| = c(t - T)$ с центром в точке $x = vT$. При $v < c$ световая сфера, связанная с остановкой, всегда лежит внутри световой сферы, связанной со стартом. Пространство между сферами образует некоторый слой. В этом слое поле равно полю равномерно движущегося заряда. Поле внутри слоя есть кулоновское поле заряда, покоящегося в точке $x = vt$, а поле вне слоя равно кулоновскому полю заряда, покоящегося в точке $x = 0$. Поля излучения, лежащие на сферических поверхностях, ограничивающих слой, обеспечивают непрерывность силовых линий. Поле излучения, связанное со стартом заряда, имеет вид (8). Поле излучения, связанное с остановкой, может быть записано в виде

$$E_\theta^{\rm stop} = -\frac{q}{r}\,\frac{\beta\sin\theta}{1-\beta\cos\theta}\,\delta\big(|\mathbf{r}-\mathbf{v}T| - c(t-T)\big)\,. \qquad (9)$$

Если рассматривать поле излучения на больших расстояниях по сравнению с длиной пройденного зарядом пути ($r \gg vT$), то можно воспользоваться приближенным выражением $|\mathbf{r}-\mathbf{v}T| = \mathbf{r} - \mathbf{n}\cdot\mathbf{v}T$, где $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ — единичный вектор в направлении наблюдения. Тогда выражение для поля излучения принимает вид

$$E_\theta = \frac{q}{r}\,\frac{\beta\sin\theta}{1-\beta\cos\theta}\left\{\delta(r-ct) - \delta\left[r - ct + cT\left(1-\frac{v}{c}\cos\theta\right)\right]\right\}. \qquad (10)$$

Величина $cT(1 - v\cos\theta/c)$ дает расстояние между двумя импульсами излучения при наблюдении на больших расстояниях под углом θ к направлению движения. Соответственно, величина $T(1 - v\cos\theta/c)$ дает промежуток времени между появлением в точке наблюдения первого и второго импульсов излучения. Напомним, что первый импульс распространяется от точки старта, а второй — от точки остановки. Видно, что время движения может быть большим, но если скорость частицы v близка к скорости света, то промежуток времени между двумя импульсами излучения вперед ($\theta = 0$) может быть много меньше, чем время движения T. Если промежуток между двумя импульсами излучения вперед обозначить через Δt, то в релятивистском случае, когда скорость заряда близка к скорости света c, справедливо соотношение

$$\Delta t = \frac{T}{2\gamma^2}\,. \qquad (11)$$

Спектральное разложение поля в рассматриваемой задаче может быть получено путем разложения в интеграл Фурье выражений (8) и (9). Представим поле $E(t)$ в виде разложения в интеграл Фурье:

$$E(t) = \int E_\omega \exp(\mathrm{i}\omega t)\,\mathrm{d}\omega\,. \qquad (12)$$

Тогда для поля излучения в случае мгновенного старта из (8) можно получить

$$E_\omega = \frac{q}{2\pi c r}\,\frac{\beta\sin\theta}{1-\beta\cos\theta}\exp\left(\mathrm{i}\frac{\omega}{c}\,r\right). \qquad (13)$$

При этом мы воспользовались представлением δ-функции:

$$\delta(t) = \frac{1}{2\pi}\int \exp(\mathrm{i}\omega t)\,\mathrm{d}\omega\,. \qquad (14)$$

Спектральная компонента (13) поля излучения при мгновенном старте представляет собой сферическую волну с частотой ω, расходящуюся от начала координат. Амплитуда этой волны не зависит от частоты. Поэтому, если мы вычислим энергию излучения на данной частоте, а затем проинтегрируем данное выражение по всем частотам, мы придем к расходящемуся выражению. Эта расходимость связана с представлением о мгновенном изменении скорости. В действительности скорость частицы всегда является плавной функцией времени. Поэтому фурье-компонента скорости частицы или, что то же самое, фурье-компонента связанного с ней тока быстро затухает на достаточно больших частотах [6]. Поскольку фурье-компонента поля E_ω пропорциональна фурье-компоненте тока j_ω, в случае плавного изменения скорости спектральная компонента E_ω также быстро затухает при достаточно больших значениях частоты. Отметим, что если переход от начального состояния к конечному происходит плавно и занимает конечное время T, то область пространства, в которой сосредоточено излучение, представляет собой расширяющийся сферический слой, подобный тому, который мы видели в разобранной выше задаче о равномерном движении заряда на конечном отрезке. При этом пространство делится этим слоем на три области. Поле в тех точках пространства, до которых расширяющийся слой еще не дошел, есть поле, отвечающее начальному состоянию (например, движению со скоростью v_1). Поле в тех точках пространства, через которое слой уже прошел, есть поле, отвечающее конечному состоянию (равномерному движению со скоростью v_2). Поле в слое может быть изображено с помощью силовых линий, замыкающих каждую силовую линию в начальном состоянии на соответствующую силовую линию в конечном состоянии. В этом случае также каждой силовой линии начального состояния отвечает определенная линия конечного состояния, причем они непрерывно переходят одна в другую на протяжении слоя. При мгновенном переходе слой имеет нулевую толщину и, следовательно, силовая линия лежит на сфере. В этом случае вся соединительная линия, лежащая на расширяющейся сфере, была перпендикулярна направлению распространения и, следовательно, вся она изображала собой поле излучения. В случае плавного перехода электрическое поле внутри слоя, вообще говоря, имеет как тангенциальную, так и нормальную компоненты по отношению к сферическим поверхностям, ограничивающим слой. Поле излучения описывается только тангенциальными компонентами.

Рассмотрим теперь спектральные компоненты поля излучения для случая равномерного движения заряда в течение конечного времени T. Зависимость поля от координат и времени определяется формулой (10): для простоты мы рассматриваем поле излучения вдали от области движения заряда ($r \gg vT$). Разложение поля излучения (10) в интеграл Фурье по времени в соответствии с формулой (12) дает для величины спектральной компоненты E_ω выражение

$$E_\omega = \frac{\mathrm{i}q}{\pi c r}\,\frac{\beta\sin\theta}{1-\beta\cos\theta}\sin\left[\frac{\omega T}{2}(1-\beta\cos\theta)\right]\times \exp\left(\mathrm{i}\,\frac{\omega}{c}\,r\right)\exp\left[-\mathrm{i}\,\frac{\omega T}{2}(1-\beta\cos\theta)\right]. \qquad (15)$$

Это выражение для спектральной компоненты с точностью до фазового множителя совпадает с тем, которое получил Тамм [7], решая ту же задачу. Отметим, что Тамм получил выражение для спектральной компоненты поля излучения, не рассматривая пространственно-временнóй картины. Появление фазового множителя $\exp[-i(\omega T/2)(1-\beta\cos\theta)]$ объясняется другим выбором начала отсчета: у Тамма начало отсчета помещено в середину траектории, по которой движется заряд, в настоящей работе начало отсчета совпадает с началом траектории.

До сих пор мы рассматривали задачу об излучении заряда в свободном пространстве. Аналогичные соображения позволяют рассмотреть также и задачу о переходном излучении заряженной частицы, вылетающей в вакуум через плоскую границу идеально проводящего тела (металла). Пусть полупространство $x < 0$ заполнено металлом. В начальный момент времени $t = 0$ заряженная частица вылетает из металла и движется вдоль оси x с постоянной скоростью v, так что ее положение определяется соотношением $x = vt$.

Поле, возникающее в полупространстве $x > 0$, в этом случае может быть представлено как суперпозиция полей двух движущихся заряженных частиц, одна из которых является реальным зарядом q, а вторая представляет собой изображение этого заряда. Изображение имеет заряд противоположный по знаку и равный по величине заряду вылетевшей частицы. Скорость изображения равна по величине и противоположна по знаку скорости вылетевшей частицы, так что положение изображения определяется соотношением $x = -vt$. Очевидно, что если провести плоскость через точку $x = 0$ перпендикулярно оси x, то силовые линии суммарного электрического поля, созданного зарядом и изображением, перпендикулярны этой плоскости. Таким образом, на плоскости $x = 0$ выполняются те же граничные условия, что и на металле. Поэтому в данном случае задача о переходном излучении сводится к задаче об излучении при мгновенном старте двух зарядов равной величины и противоположных знаков, разлетающихся из одной точки в противоположных направлениях.

В этом случае поле имеет следующую пространственно-временную структуру: рассмотрим полусферу радиусом $r = ct$, лежащую в полупространстве $x > 0$ с центром, расположенным в точке вылета заряда. Вне этой полусферы поле равно нулю. Внутри полусферы поле равно суперпозиции полей движущегося заряда и его изображения. Силовые линии, лежащие на поверхности сферы, определяют поле излучения. Поле излучения при мгновенном старте заряда определяются формулой (8). Поле излучения при мгновенном старте изображения заряда можно получить из (8), изменив в знаменателе знак перед $\beta\cos\theta$:

$$E_\theta = \frac{q}{r}\,\delta(r-ct)\left(\frac{\beta\sin\theta}{1-\beta\cos\theta}+\frac{\beta\sin\theta}{1+\beta\cos\theta}\right) = \\ = \frac{q}{r}\,\delta(r-ct)\,\frac{2\beta\sin\theta}{1-\beta^2\cos^2\theta}\,. \qquad (16)$$

Формула (16) определяет поле переходного излучения в пространстве и во времени. Спектральный состав поля излучения может быть найден разложением формулы (16) в интеграл Фурье. При этом для E_ω получается выражение, совпадающее с тем, которое было впервые получено Гинзбургом и Франком [8].

Отметим здесь одно существенное обстоятельство. Поле переходного излучения на сфере $r = ct$ убывает с расстоянием как r^{-1}. Поле источника внутри расширяющейся сферы спадает с расстоянием как r^{-2}, т.е. значительно быстрее, чем поле переходного излучения. Если детектор излучения расположен достаточно далеко и от точки появления заряда, и от траектории движения заряда, то детектор зарегистрирует только поле переходного излучения. Если детектор расположен достаточно близко к траектории заряда, то собственное поле источника может внести в показания детектора вклад, сравнимый со вкладом переходного излучения, а иногда и превышающий последний.

В заключение отметим следующее. В работе [9] рассматривалось излучение, возникающее при резком изменении скорости заряда. Автор пришел к выводу, что при скачке скорости поле, окружающее заряд, срывается и уходит от заряда в направлении его первоначального движения. После этого заряженная частица некоторое время движется без поля (автор назвал такое состояние "голым" или "полуголым" зарядом) и постепенно "обрастает" полем, соответствующим конечной скорости движения. Такая же картина эволюции при рассеянии заряда была принята в книге [10]. Рассмотрение, проведенное в настоящей работе, как нам кажется, не подтверждает такой картины. Действительно, на перестройку поля при изменении скорости заряда требуется конечное время. Но поскольку число силовых линий, отходящих от заряда, есть интеграл движения, заряд при любой эволюции скорости всегда окружен полем. Здесь имеет место переходный процесс, который рассмотрен в настоящей заметке.

Авторы благодарны Е.Л. Фейнбергу и Е.Н. Магар за обсуждение и критику.

Список литературы

1. Hertz H *Wiedemanns Annalen* **36** 1 (1888)
2. Арутюнян С Г *УФН* **150** 445 (1986)
3. Арутюнян С Г *Изв. вузов. Радиофизика* **28** 896 (1985)
4. Парселл Э *Электричество и магнетизм* (М.: Наука, 1983)
5. Болотовский Б М *Труды ФИАН* **140** 95 (1982)
6. Аббасов И И, Болотовский Б М, Давыдов В А *УФН* **149** 709 (1986)
7. Тамм И Е *Собрание научных трудов* Т. 1 (М.: Наука, 1975) p. 77; *J. Phys. USSR* **2** (5–6) 499 (1939)
8. Гинзбург В Л, Франк И М *ЖЭТФ* **16** 15 (1946)
9. Фейнберг Е Л *ЖЭТФ* **50** 202 (1966)
10. Ахиезер А И, Шульга Н Ф *Электродинамика высоких энергий в веществе* (М.: Наука, 1993)

On the force line representation of radiation fields

B.M. Bolotovskiĭ, A.V. Serov
P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskiĭ prosp. 53, 117924 Moscow, Russia
Tel. (*7-095*) *132-62 35*

Field-representing force line pictures for a number of simple moving-charge radiation problems are discussed.

PACS number: **41.20.–q**
Bibliography — 10 references

Received 18 September 1996, revised 17 April 1997