

ФИЗИКА. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 537.531.3

DOI 10.52575/2687-0959-2022-54-4-242-251

MSC 78A40

краткое сообщение

КАЧЕСТВЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ И МЕДЛЕННЫХ ЧАСТИЦ

В. В. Сыщенко , В. А. Кривцов 

Белгородский государственный национальный исследовательский университет,

Белгород, 308015, Россия

E-mail: syshch@yandex.ru

Аннотация. Переходное излучение возникает при движении заряженной частицы сквозь границу раздела двух сред с различными электромагнитными свойствами, в простейшем случае — границы вакуума и проводника. Интерес к явлению переходного излучения резко возрос, когда стало ясно, что его выход резко растет с энергией излучающей частицы. Поэтому наиболее интенсивно исследуется и используется на практике излучение частиц высоких энергий, что формирует у многих исследователей определенные интуитивные ожидания относительно характера излучения, неверные, однако, в общем случае. В статье систематически обсуждаются характеристики (спектрально-угловая плотность и поляризация) переходного излучения при наклонном падении частицы на проводящую плоскость, прослежено происхождение отличий этих характеристик в случае медленных (умеренно релятивистских и нерелятивистских) частиц от интуитивно ожидаемых характеристик излучения ультрарелятивистских частиц.

Ключевые слова: переходное излучение, быстрые частицы, медленные частицы, высокие энергии, низкие энергии, детектор, мониторинг пучков

Для цитирования: Сыщенко В. В., Кривцов В. А. 2022. Качественные особенности переходного излучения быстрых и медленных частиц. Прикладная математика & Физика. 54(4): 242–251.

DOI 10.52575/2687-0959-2022-54-4-242-251

QUALITATIVE FEATURES OF THE TRANSITION RADIATION FROM SLOW PARTICLES vs FAST ONES

Vladislav Syshchenko , Vadim Krivtsov 

Belgorod National Research University,

Belgorod, 308015, Russia

E-mail: syshch@yandex.ru

Received September, 25, 2022

Abstract. Transition radiation arises while the charged particle crosses the interface between two media with different electromagnetic properties, e.g. the boundary between vacuum and the conductor in the simplest case. The interest to the transition radiation is due to its yield rapidly increases with the particle's energy rise. Since that, the main accent in researches and practical use is paid to the radiation from the high energy particles. This forms among the researches the specific intuitive picture concerning the radiation peculiarities, which could be not valid in the general case. The present article systematically studies the characteristics (both the spectral-angular density and the polarization) of the transition radiation under oblique incidence of the particle on the conducting plane. The genesis of differences of that characteristics in the case of slow (slightly relativistic and non-relativistic) particles from the intuitively expectable ones for the ultrarelativistic particles is clearly traced out.

Key words: transition radiation, fast particles, slow particles, high energy, low energy, detector, beam monitoring

For citation: Syshchenko V., Krivtsov V. 2022. Qualitative features of the transition radiation from slow particles vs fast ones. Applied Mathematics & Physics. 54(4): 242–251. (in Russian) DOI 10.52575/2687-0959-2022-54-4-242-251

1. Введение. Равномерно движущаяся частица может породить излучение электромагнитных волн либо в однородной среде, если выполняется условие черенковского излучения, либо при взаимодействии с неоднородностями среды. В последнем случае принято разделять переходное излучение, возникающее при пересечении движущейся частицей двух сред, и дифракционное излучение, отвечающее

случаю движения частицы вблизи пространственно локализованной неоднородности среды (мишени) без пересечения её границы. С микроскопической точки зрения, такое излучение порождается нестационарными токами, индуцированными в мишени полем пролетающей частицы. В макроскопическом подходе излучение обусловлено условиями, налагаемыми на решения уравнений Максвелла на границе мишени. Оказывается, что удовлетворить граничным условиям можно, лишь прибавив к полю, создаваемому в двух средах пролетающей частицей, решение свободных уравнений Максвелла, которое и представляет собой поле излучения (см. [12, 10]).

Переходное излучение было предсказано в работе В. Л. Гинзбурга и И. М. Франка [4]. В настоящее время оно широко используется для детектирования заряженных частиц и мониторинга пучков в ускорительной технике (см., например, обзор [6] и ссылки в нем).

Интерес к переходному излучению связан, помимо прочего, с тем обстоятельством, что в релятивистском случае его выход быстро возрастает с ростом энергии частицы. Поэтому основной интерес большинства исследователей сосредоточен на переходном излучении частиц высокой энергии (ультрарелятивистских частиц), хотя и излучение нерелятивистских частиц находит свои практические приложения (см., например, недавнюю серию двух статей [14, 15]). В настоящей статье мы обращаем внимание на некоторые качественные особенности переходного излучения медленных частиц, оказывающиеся неожиданными и контринтуитивными в случае, когда такая интуиция формируется на задачах, касающихся частиц высокой энергии.

2. Излучение произвольно движущегося заряда в вакууме. Напомним, как описывается излучение электромагнитных волн, возникающее при произвольном заданном движении точечного заряда e по траектории $\mathbf{r}_e(t)$ [7, 2, 1]. Фурье-компонента векторного потенциала излученной электромагнитной волны может быть записана в виде

$$\mathbf{A}_\omega(\mathbf{r}) = \frac{1}{c} \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r} \mathbf{I},$$

где скорость света в вакууме, вектор \mathbf{I} , пропорциональный амплитуде расходящейся волны векторного потенциала, определяется выражением

$$\mathbf{I} = e \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v}(t) \exp\{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}_e(t))\} dt, \quad (1)$$

\mathbf{k} — волновой вектор излученной волны, $k = |\mathbf{k}| = \omega/c$, $\mathbf{v}(t) = d\mathbf{r}_e(t)/dt$ — скорость заряженной частицы. Тогда магнитное и электрическое поля в излученной волне будут описываться формулами

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_\omega &= i \mathbf{k} \times \mathbf{I} = \frac{i}{c} \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r} \mathbf{k} \times \mathbf{I}, \\ \mathbf{E}_\omega &= \mathbf{H}_\omega \times \frac{\mathbf{k}}{k} = \frac{i}{\omega} \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r} (\mathbf{k} \times \mathbf{I}) \times \mathbf{k} = \frac{i\omega}{c^2} \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r} (\mathbf{e}_k \times \mathbf{I}) \times \mathbf{e}_k = \frac{i\omega}{c^2} \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r} (\mathbf{I} - (\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{I})) \end{aligned} \quad (2)$$

(где $\mathbf{e}_k = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ — единичный вектор в направлении излучения; разность в последнем выражении оставляет от вектора \mathbf{I} только поперечную этому направлению компоненту, обеспечивая тем самым поперечность излученной волны), а спектрально-угловая плотность излучения будет описываться формулой

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{4\pi^2 c} |\mathbf{k} \times \mathbf{I}|^2. \quad (3)$$

Помимо просуммированной по поляризациям интенсивности излучения (3), интерес представляет также поляризации излучения, то есть ориентация вектора электрического поля излученной волны. Для исследования поляризации вводятся два единичных вектора поляризации \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 , ортогональных направлению излучения и друг другу, причем $\mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_k \times \mathbf{e}_1$. Проецируя на них вектор электрического поля (2), приходим к формуле, описывающей спектрально-угловую плотность излучения с определенной поляризацией:

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} \right)_{1,2} = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^3} |\mathbf{e}_{1,2} \cdot \mathbf{I}|^2. \quad (4)$$

Нетрудно видеть, что суммирование по поляризациям возвращает нас к формуле (3).

3. Переходное излучение на проводящей плоскости. Простейшей задачей в теории переходного излучения является задача об излучении частицей, падающей из вакуума на бесконечную проводящую плоскость. Анализ показывает [5], что для хороших проводников (серебро, медь) приближение идеального проводника в задаче о переходном излучении будет справедливым вплоть до частот видимого света включительно. В этом случае найти решение, удовлетворяющее граничным условиям на поверхности металла, позволяет известный из электростатики метод изображений [8, 9, 10, 13]: поле, создаваемое заряженной частицей в присутствии проводящей плоскости в полупространстве, свободном

от проводника (в котором и находится частица) будет таким же, как поле, создаваемое самой частицей (реальным зарядом e) и ее зеркальным изображением в плоскости металла (фиктивным зарядом той же абсолютной величины и противоположного знака $-e$). Обращение к методу изображений позволяет воспользоваться для описания возникающего излучения формулами (3) и (4), где вектор Γ будет представлять собой сумму двух слагаемых, описывающих вклады реального и фиктивного зарядов, причем в момент соприкосновения частицы с плоскостью, принимаемый за нулевой момент времени, оба заряда исчезают.

Случай нормального падения частицы на проводящую плоскость описан во всех учебниках, затрагивающих тему переходного излучения (см., например, [8, 9, 10, 11, 13]), мы же обратимся к случаю наклонного падения.

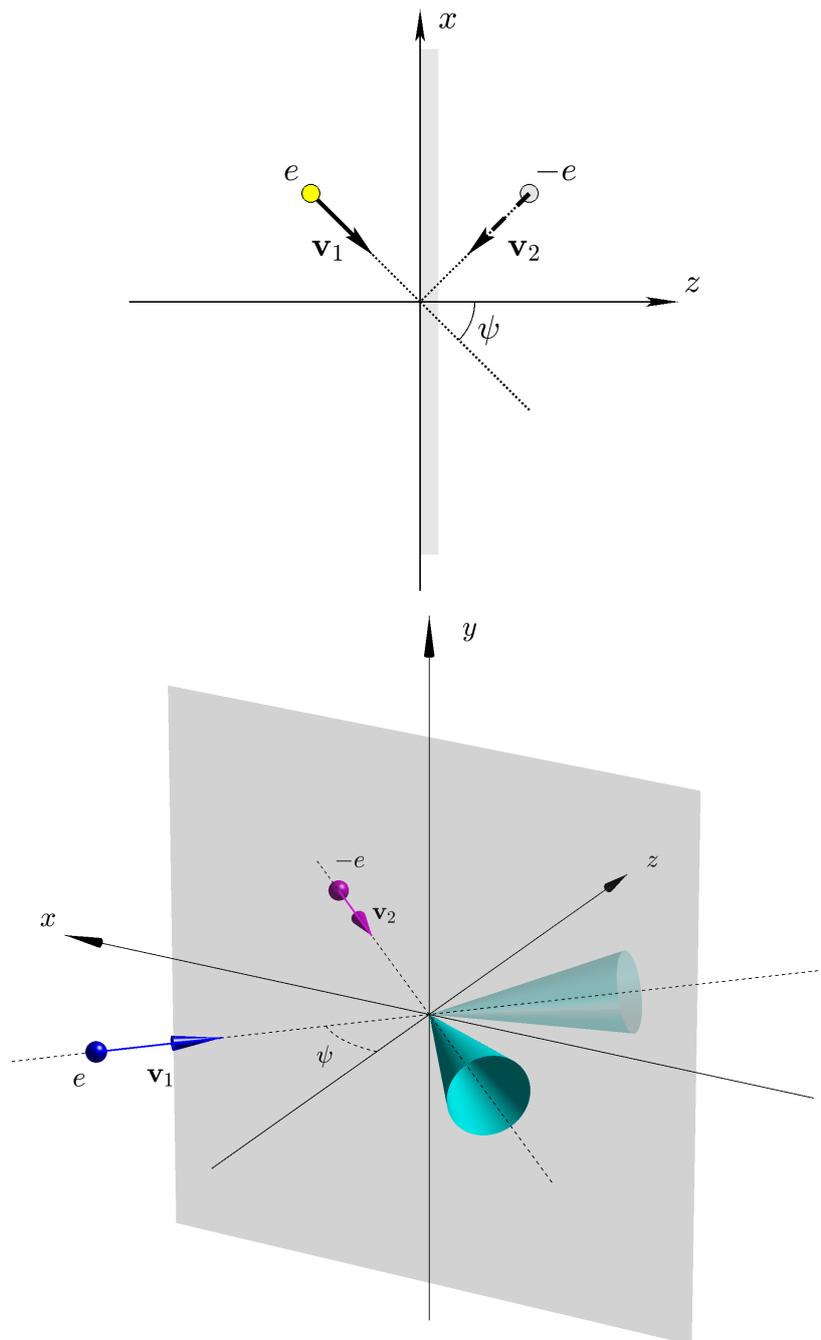


Рис. 1. Падение частицы под углом ψ к бесконечной проводящей плоскости.

Траектория частицы лежит в плоскости (x, z)

Fig. 1. The particle incidence under the angle ψ on the infinite conducting plane.

The particle's trajectory lies in the (x, z) plane

Рассмотрим ситуацию, схематически показанную на рис. 1. В этом случае возникающее излучение

будет описываться вектором \mathbf{I} , содержащим вклады от двух зарядов: реального и его изображения:

$$\mathbf{I} = e \int_{-\infty}^0 \mathbf{v}_1(t) \exp\{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}_1(t))\} dt - e \int_{-\infty}^0 \mathbf{v}_2(t) \exp\{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}_2(t))\} dt, \quad (5)$$

причем радиус-векторы этих двух зарядов

$$\mathbf{r}_1(t) = \mathbf{v}_1 t, \quad \mathbf{r}_2(t) = \mathbf{v}_2 t. \quad (6)$$

Выполняя интегрирование, получим

$$\mathbf{I} = -ie \left(\frac{\mathbf{v}_1}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_1} - \frac{\mathbf{v}_2}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_2} \right) = -\frac{ie}{\omega} \left(\frac{\mathbf{v}_1}{1 - \mathbf{e}_k \mathbf{v}_1/c} - \frac{\mathbf{v}_2}{1 - \mathbf{e}_k \mathbf{v}_2/c} \right) = -\frac{ie}{\omega} (I_1 \mathbf{v}_1 - I_2 \mathbf{v}_2). \quad (7)$$

Угловая зависимость интенсивности переходного излучения описывается, как мы помним, векторным произведением

$$\mathbf{k} \times \mathbf{I} = -\frac{ie}{\omega} (I_1 \mathbf{k} \times \mathbf{v}_1 - I_2 \mathbf{k} \times \mathbf{v}_2) = -\frac{ie}{c} (I_1 \mathbf{e}_k \times \mathbf{v}_1 - I_2 \mathbf{e}_k \times \mathbf{v}_2). \quad (8)$$

Уже на этом уровне удобно провести качественный анализ возникающего излучения, который иллюстрируется рисунками 2 и 3.

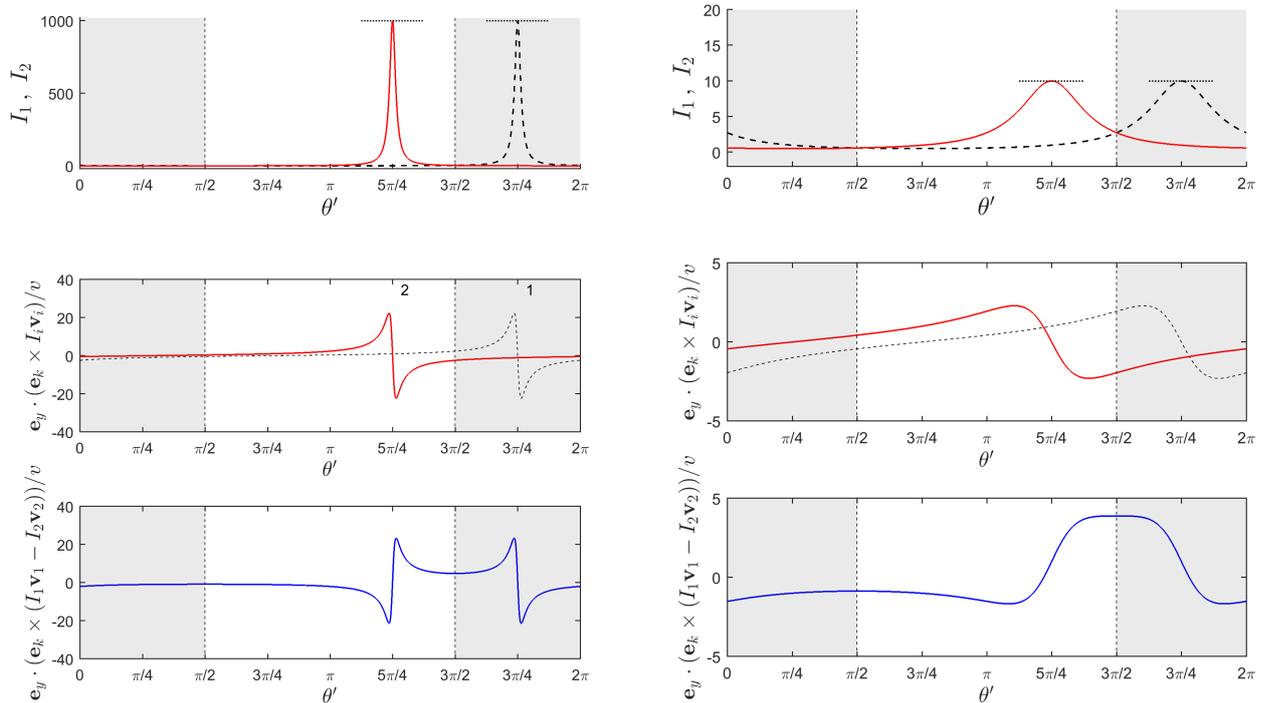


Рис. 2. Для понимания качественной картины достаточно рассмотреть излучение в плоскости (x, z) , введя в этой плоскости угол излучения θ' ($\theta' = \theta$ при $\varphi = 0$ и $\theta' = 2\pi - \theta$ при $\varphi = \pi$); светлая полоса соответствует фактической области излучения в заднее полупространство. В верхнем ряду представлены графики входящих в (7) величин I_1 (сплошная линия) и I_2 (штриховая линия), в среднем ряду – парциальные вклады в (8), в нижнем – их сумма. В левом столбце $v = 0.999c$, в правом $v = 0.9c$; угол падения выбран равным $\psi = \pi/4$

Fig. 2. For the qualitative understanding, let us intriduse the radiation angle θ' in the (x, z) plane ($\theta' = \theta$ when $\varphi = 0$ and $\theta' = 2\pi - \theta$ when $\varphi = \pi$); white band corresponds to the real range of radiation that is the backward half-space. The plots for the values I_1 (solid line) and I_2 (dashed line) in (7) are presented in the upper row for $v = 0.999c$ (left column) and $v = 0.9c$ (right column). The middle row presents the partial contributions to (8), and the lower row presents their sums.

The angle of incidence is $\psi = \pi/4$

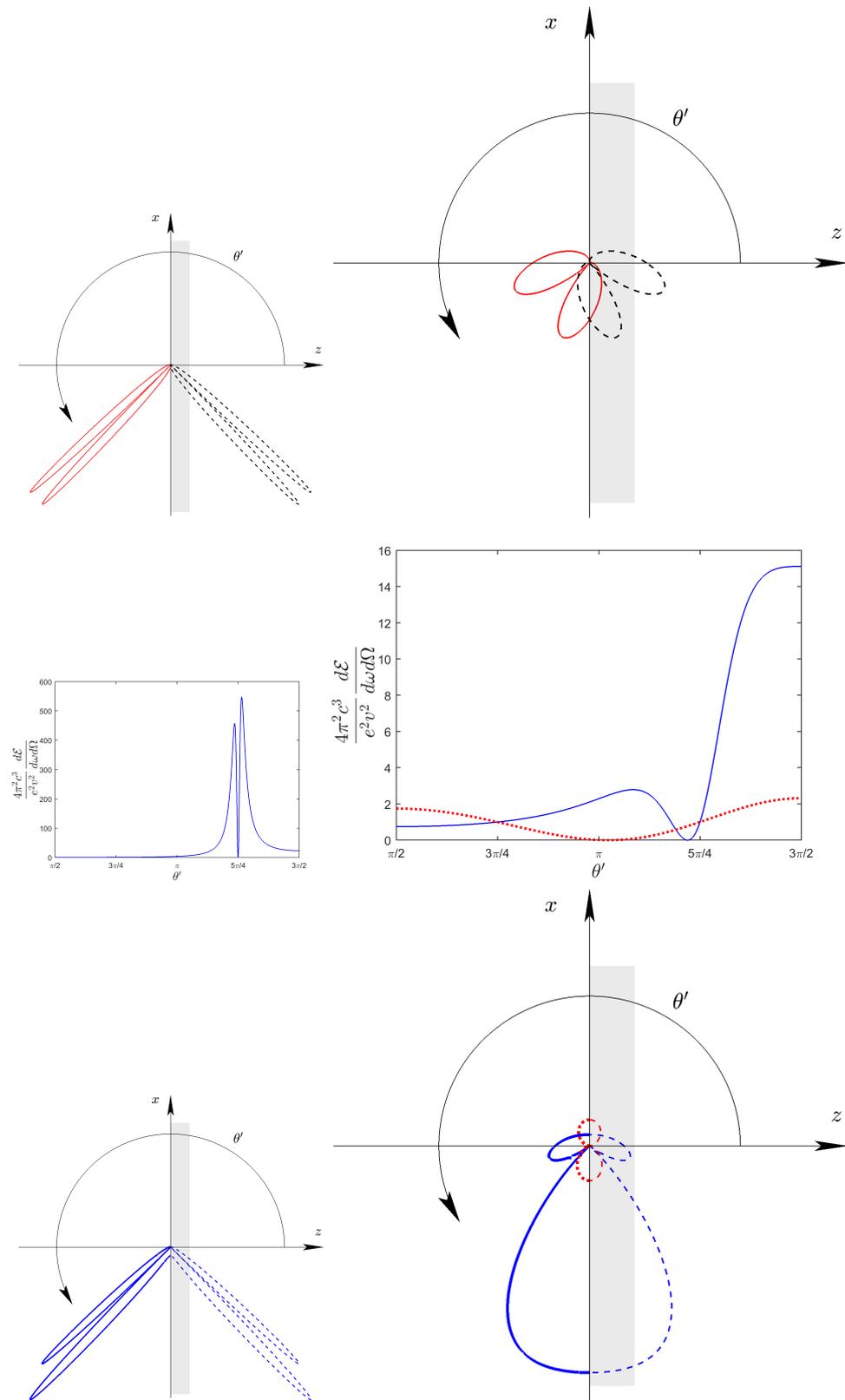


Рис. 3. Угловая зависимость интенсивности излучения в плоскости (x, z) для тех же параметров, что и на рис. 2. В верхнем ряду показаны диаграммы направленности излучения, создаваемые двумя парциальными вкладами (заряда и его изображения) порознь. В среднем ряду даны графики угловой зависимости результирующего излучения, в нижнем — его диаграммы направленности. В правом столбце красным пунктиром отмечены соответствующие результаты для случая $v = 0.1c$

Fig. 3. The angular dependence of the radiation in the (x, z) plane for the same parameters as in the Fig. 2. The upper row presents the directional diagrams from the two partial contributions (from the real charge and from its image) calculated separately. The middle row contains the plots for the resulted radiation, and the lower row contains the corresponding directional diagrams/ The red dotted lines in the right column correspond to the results for the $v = 0.1c$ case

Прежде всего, отметим, что каждая из величин I_i достигает наибольшего значения при $\mathbf{k} \uparrow \uparrow \mathbf{v}_i$, а наименьшего при $\mathbf{k} \uparrow \downarrow \mathbf{v}_i$. В ультррелятивистском ($v \rightarrow c$, где v – абсолютное значение скорости заряда) случае величина I_i будет обладать острым максимумом в направлении скорости соответствующего заряда, а вдали от этого направления будет иметь величину порядка единицы. В нерелятивистском же случае ($v \ll c$) значения I_i будут для всех направлений иметь величину порядка единицы.

Наличие векторных произведений в числителях (8) приводит к тому, что вклад каждого из слагаемых в направлении скорости соответствующего заряда обращается в нуль. В ультррелятивистском случае, когда вкладом другого слагаемого вблизи этого направления можно пренебречь, это приводит к характерной «воронкообразной» форме углового распределения переходного излучения (напомним, что в рассматриваемой задаче излучение будет иметь место только в заднее полупространство ($z < 0$, $\pi/2 < \theta \leq \pi$); мы отвлекаемся от возможности проникновения частицы сквозь пластинку с возникновением излучения в переднее ($z > 0$) полупространство).

В случае умеренно релятивистской частицы вклад «соседнего» заряда будет нарушать симметрию соответствующей «воронки». Кроме того, локальный минимум интенсивности излучения несколько сместится относительно направления скорости соответствующего заряда.

В нерелятивистском случае наличие суммы двух сравнимых по величине вкладов приведет к отсутствию локальных минимумов интенсивности излучения вблизи направлений соответствующих зарядов. Вместо этого минимум интенсивности излучения будет наблюдаться вблизи направления нормали к проводящей плоскости. Действительно, в нерелятивистском случае $I_1 \approx I_2 \approx 1$. Тогда

$$\mathbf{I} \approx -\frac{ie}{\omega}(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) = -\frac{2iev}{\omega} \cos \psi \mathbf{e}_z, \quad (9)$$

то есть вектор \mathbf{I} в нерелятивистском случае оказывается направлен вдоль оси z , то есть вдоль нормали к поверхности проводника. Соответственно, векторное произведение $\mathbf{k} \times \mathbf{I}$ будет обращаться в нуль в этом направлении, и вся угловая зависимость переходного излучения нерелятивистской частицы будет определяться величиной $|\mathbf{e}_k \times \mathbf{e}_z|^2 = \sin^2 \theta$. Таким образом, для нерелятивистской частицы

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 v^2}{\pi^2 c^3} \cos^2 \psi \sin^2 \theta. \quad (10)$$

Рассмотрим теперь излучение вблизи проводящей плоскости, то есть при $\theta \rightarrow \pi/2 + 0$. В этом случае $\mathbf{k} \perp \mathbf{e}_z$, так что $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1 = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_2$ и

$$I_1 = I_2 = \frac{1}{1 + \frac{v}{c} \cos \varphi \sin \psi}, \quad (11)$$

где φ – азимутальный угол направления излучения в плоскости проводника (x, y). Мы видим, что в релятивистском случае азимутальная зависимость вектора \mathbf{I} может быть значительной, однако, в любом случае вектор \mathbf{I} будет направлен вдоль $(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) \uparrow \uparrow \mathbf{e}_z$, то есть нормально к поверхности проводника, как и следовало ожидать из граничного условия для электрического поля на поверхности проводника (равенство нулю тангенциальной компоненты), которое лежит в основе метода изображений. Мы видим также, что интенсивность излучения вблизи плоскости (x, y)

$$\left. \frac{d\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} \right|_{\theta \rightarrow \pi/2 + 0} = \frac{e^2 v^2}{\pi^2 c^3} \frac{\cos^2 \psi}{\left(1 + \frac{v}{c} \cos \varphi \sin \psi\right)^2} \quad (12)$$

не обращается в нуль, хотя в релятивистском случае она оказывается очень малой по отношению к интенсивности в максимуме. В нерелятивистском случае она даже достигает наибольшего по сравнению с другими направлениями значения (см. также замечание в конце этого раздела).

Выпишем теперь формулу для спектрально-угловой плотности переходного излучения на металлической плоскости в общем случае:

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 v^2}{4\pi^2 c^3} \frac{4 \cos^2 \psi (1 - (\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}_z)^2) + \frac{v^2}{c^2} \sin^2 2\psi (1 - (\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}_y)^2) + 4 \frac{v}{c} \cos \psi \sin 2\psi (\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}_x)}{(1 - \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{v}_1/c)^2 (1 - \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{v}_2/c)^2}. \quad (13)$$

Рассмотрим излучение в плоскости (x, z). В этом случае $\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}_y = 0$, а $\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}_x = \pm \sin \theta$ в зависимости от азимута, $\varphi = 0$ или $\varphi = \pi$. В этом случае числитель представляет собой квадрат суммы:

$$4 \cos^2 \psi \sin^2 \theta + \frac{v^2}{c^2} \sin^2 2\psi \pm 4 \frac{v}{c} \cos \psi \sin \theta \sin 2\psi = \left(2 \cos \psi \sin \theta \pm \frac{v}{c} \sin 2\psi\right)^2.$$

Мы видим, что в нерелятивистском случае эта величина обращается в нуль при $\theta = \pi$, а в ультррелятивистском – при значениях угла θ , близких к ψ и $\pi - \psi$, но только при условии знака «минус».

что соответствует азимутальному углу $\varphi = \pi$ и дает воронкообразное распределение в ожидаемом для ультррелятивистского случая направлении вблизи v_2 .

В заключение этого раздела обратим внимание на следующее обстоятельство. В результатах, полученных в рамках развиваемого подхода, основанного на методе изображений, нет никакого указания на обращение в нуль интенсивности излучения при выполнении строгого равенства $\theta = \pi/2$. Ситуация, однако, меняется, если рассмотреть излучение на идеальном проводнике как предельный переход от случая излучения на границе вакуум-диэлектрик с устремлением диэлектрической проницаемости вещества к бесконечности, $\varepsilon \rightarrow \infty$ (см., например, формулу (116,9) в [8] и следующее за ней обсуждение). Здесь общая формула содержит множитель $\cos \theta$, сокращающийся только в пределе $\varepsilon \rightarrow \infty$. Таким образом, можно утверждать, что в случае реалистичного проводника область углов излучения, в которой интенсивность излучения изменяется от значения, определяемого выражением (12), до нуля, будет тем уже, чем ближе свойства металла к свойствам идеального проводника. Это отражено, в частности, на рис. 2 слева в [15], при этом на словах там сказано, что в случае идеального проводника максимум интенсивности достигается при $\theta = 90^\circ$.

4. Поляризация излучения. Выберем векторы поляризации в виде

$$\mathbf{e}_1 = \frac{\mathbf{e}_k \times \mathbf{e}_z}{|\mathbf{e}_k \times \mathbf{e}_z|} = \mathbf{e}_x \sin \varphi - \mathbf{e}_y \cos \varphi, \quad (14)$$

$$\mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_k \times \mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_x \cos \theta \cos \varphi + \mathbf{e}_y \cos \theta \sin \varphi - \mathbf{e}_z \sin \theta. \quad (15)$$

При таком выборе для каждого направления излучения вектор \mathbf{e}_1 будет направлен по касательной к азимутальной линии, а вектор \mathbf{e}_2 — по касательной к меридиональной линии сферической координатной сетки. Вычисляя скалярные произведения $\mathbf{e}_{1,2} \cdot \mathbf{I}$, найдем компоненты поляризационного тензора [7], из которого, в свою очередь, извлечем параметры Стокса:

$$\xi_1 = \frac{-2 \left(\frac{v}{c} \sin \psi \cos \theta \sin \varphi \right) \left(\sin \theta + \frac{v}{c} \sin \psi \cos \varphi \right)}{\left(\frac{v}{c} \sin \psi \cos \theta \sin \varphi \right)^2 + \left(\sin \theta + \frac{v}{c} \sin \psi \cos \varphi \right)^2},$$

$$\xi_2 = 0,$$

$$\xi_3 = \frac{\left(\frac{v}{c} \sin \psi \cos \theta \sin \varphi \right)^2 - \left(\sin \theta + \frac{v}{c} \sin \psi \cos \varphi \right)^2}{\left(\frac{v}{c} \sin \psi \cos \theta \sin \varphi \right)^2 + \left(\sin \theta + \frac{v}{c} \sin \psi \cos \varphi \right)^2}.$$

Мы видим, что излучение 100%-но линейно поляризовано, причем угол α между направлением поляризации и вектором \mathbf{e}_1 определяется в этом случае соотношениями $\xi_1 = \sin 2\alpha$, $\xi_3 = \cos 2\alpha$.

Нетрудно убедиться, что при $\theta = \pi/2 + 0$, что соответствует излучению вблизи плоскости (x, y) , излучение будет поляризовано в направлении \mathbf{e}_2 ($\xi_3 = -1$), то есть, в данном случае — по нормали к проводящей плоскости, как того и требует граничное условие для электрического поля. Кроме того, поскольку вектор \mathbf{I} лежит в плоскости (x, z) , излучение в этой плоскости (чему соответствуют значения азимутального угла $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$) будет также поляризовано в направлении \mathbf{e}_2 , то есть, в данном случае, в этой же плоскости. Поляризация излучения в общем случае иллюстрируется ориентацией коротких штрихов на рис. 4.

5. Заключение. В статье рассмотрено переходное излучение, возникающее при наклонном падении заряженной частицы на идеально проводящую плоскость, вычислены спектрально-угловая плотность и поляризация излучения. Выполнен подробный качественный анализ, проясняющий происхождение характерных особенностей излучения, проявляющихся в случаях излучения быстрых и медленных частиц и приводящих к существенно различным картинам излучения в этих двух случаях. В частности, обращается внимание на то обстоятельство, что угловое распределение излучения в виде узкой «воронки» с осью в направлении зеркально отраженной в проводящей плоскости скоростью частицы и равной нулю интенсивностью излучения в направлениях вблизи этой плоскости справедлива только для ультррелятивистских частиц.

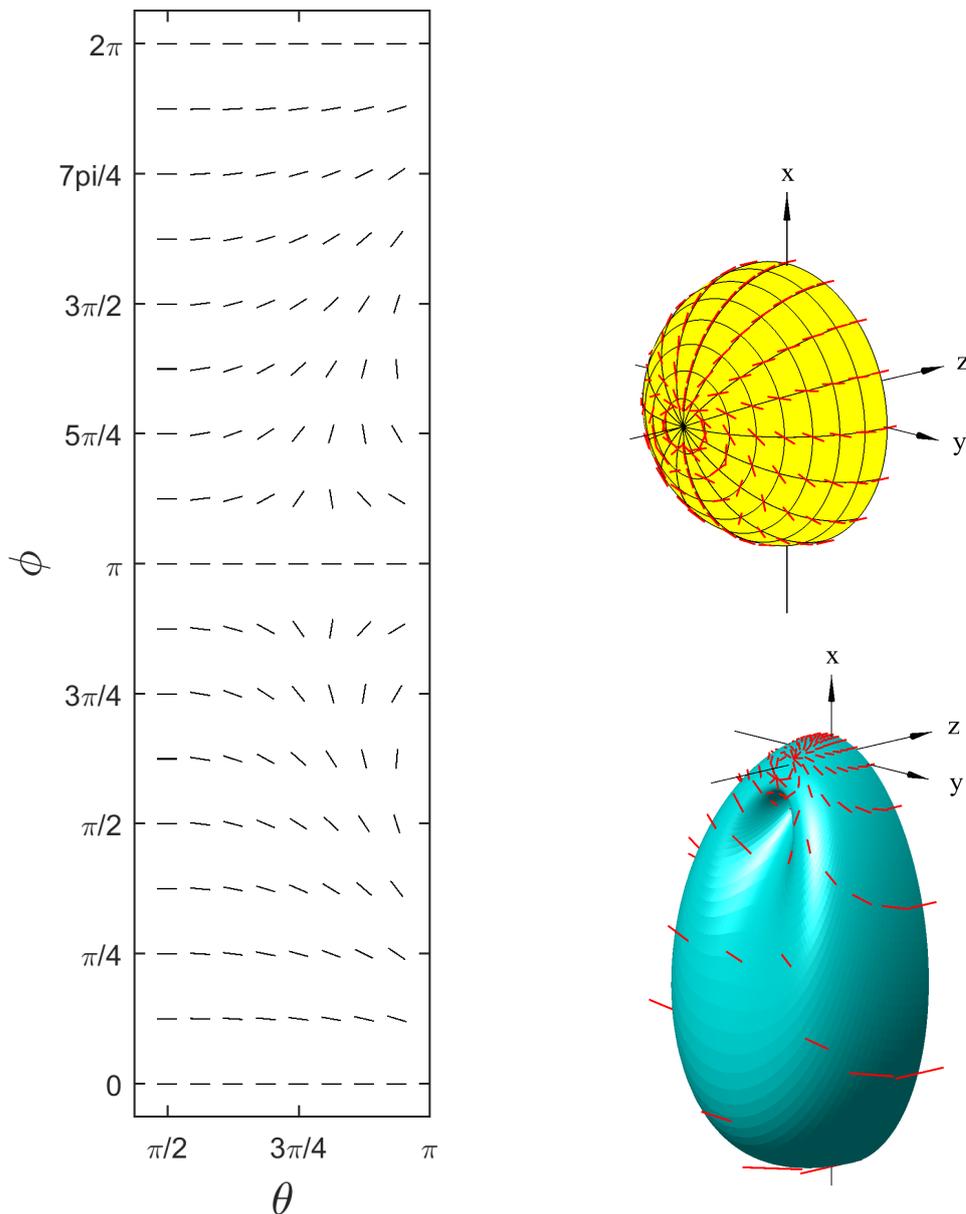


Рис. 4. Направление поляризации излучения частицы с $v = 0.9c$ в различных представлениях: на развертке сферической координатной сетки (слева), на сфере (справа сверху) и поверх диаграммы направленности излучения (справа внизу)

Fig. 4. The direction of the radiation polarisation for the $v = 0.9c$ in different representations: on the unfolded spherical coordinates grid (left), on the sphere (upper right) and on the radiation directional diagram (lower right)

Список литературы

1. Аббасов И. И., Болотовский Б. М., Давыдов В. А. 1986. Высокочастотная асимптотика спектра излучения движущихся заряженных частиц в классической электродинамике. УФН, 149(4): 709–722. DOI: 10.3367/UFNr.0149.198608f.0709
2. Ахиезер А. И., Шульга Н. Ф. 1993. Электродинамика высоких энергий в веществе. М., Наука, 344.
3. Гинзбург В. Л. 1987. Теоретическая физика и астрофизика. М., Наука, 488.
4. Гинзбург В. Л., Франк И. М. 1946. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую. ЖЭТФ, 16(1): 15–28.
5. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. 1984. Переходное излучение и переходное рассеяние (некоторые вопросы теории). М., Наука, 360.

6. Денисов С. П. 2007. Переходное излучение: научное значение и практическое применение в физике высоких энергий. УФН, 177(4): 394–396. DOI: 10.3367/UFNr.0177.200704g.0394
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. 1988. Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля. М., Наука, 512.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. 1992. Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1992, 664.
9. Левич В. Г. 1969. Курс теоретической физики. Том 1. М., Наука, 912.
10. Рязанов М. И. 1984. Электродинамика конденсированного вещества. М., Наука, 304.
11. Сыщенко В. В. 2020. Электродинамика для начинающих. М.–Ижевск, Регулярная и хаотическая динамика, 356.
12. Тер-Микаелян М. Л. 1969. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, Издательство АН АрмССР, 457.
13. Jackson J.D. 1999. Classical electrodynamics. New York, Wiley, 808.
14. Singh R., Reichert T. 2022. Longitudinal charge distribution measurement of nonrelativistic ion beams using coherent transition radiation, Phys. Rev. Accelerators and Beams 25: 032801. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.25.032801
15. Singh R., Reichert T., Walasek-Hoehne B. 2022. Optical transition radiation based transverse beam diagnostics for nonrelativistic ion beams, Phys. Rev. Accelerators and Beams 25: 072801. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.25.072801

References

1. Abbasov I. I., Bolotovskii B. M., Davydov V. A. 1986. High-frequency asymptotic behavior of radiation spectra of moving charges in classical electrodynamics. Sov. Phys. Usp., 29: 788–796 (in Russian). DOI: 10.1070/PU1986v029n08ABEH003484
2. Akhiezer A. I., Shul'ga N. F. 1996. High-Energy Electrodynamics in Matter. Gordon and Breach, 400 (in Russian).
3. Ginzburg V. L. 1989. Applications of Electrodynamics in Theoretical Physics and Astrophysics. Gordon and Breach Science Publishers (CRC Press), 488 (in Russian).
4. Ginzburg V., Frank I. 1945. Radiation of a uniformly moving electron due to its transition from one medium into another. J. Phys. USSR, 9(5): 353–362 (in Russian).
5. Ginzburg V. L., Tsytoich V. N. 1991. Transition Radiation and Transition Scattering. London, Taylor & Francis Ltd, 360 (in Russian).
6. Denisov S. P. 2007. Transition radiation: scientific implications and applications in high-energy physics. Phys. Usp., 50(4): 377–379 (in Russian). DOI: 10.1070/PU2007v050n04ABEH006238
7. Landau L. D., Lifshitz E. M. 1971. The Classical Theory of Fields, Vol. 2 of Course of Theoretical Physics. Pergamon Press, 374 (in Russian).
8. Landau L. D., Lifshitz E. M. 1984. Electrodynamics of Continuous Media, Vol. 8 of Course of Theoretical Physics. Pergamon Press, 460 (in Russian).
9. Levich V. G. 1969. Kurs teoreticheskoy fiziki [Course of theoretical physics] Vol. 1. M., Nauka Publ., 912.
10. Ryazanov M. I. 1984. Elektrodinamika kondensirovannogo veshchestva [Electrodynamics of condensed matter]. M., Nauka Publ., 304.
11. Syshchenko V. V. 2020. Elektrodinamika dlya nachinayushchih [Electrodynamics for beginners]. M.–Izhevsk, Regularnaya i haoticheskaya dinamika Publ., 356.
12. Ter-Mikaelian M. L. 1972. High energy electromagnetic processes in condensed media. Internat. Sci. Tracts Phys. Astron. New York, NY, Wiley, 457 (in Russian).
13. Jackson J.D. 1999. Classical electrodynamics. New York, Wiley, 808.

14. Singh R., Reichert T. 2022. Longitudinal charge distribution measurement of nonrelativistic ion beams using coherent transition radiation, Phys. Rev. Accelerators and Beams 25: 032801.
DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.25.032801
15. Singh R., Reichert T., Walasek-Hoehne B. 2022. Optical transition radiation based transverse beam diagnostics for nonrelativistic ion beams, Phys. Rev. Accelerators and Beams 25: 072801.
DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.25.072801

Конфликт интересов: о потенциальном конфликте интересов не сообщалось.

Conflict of interest: no potential conflict of interest related to this article was reported.

Поступила в редакцию 09.08.2022

Поступила после рецензирования 20.09.2022

Принята к публикации 25.09.2022

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Сыщенко Владислав Вячеславович – доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры теоретической и экспериментальной физики, Белгородский государственный национальный исследовательский университет

ул. Победы, 85, Белгород, 308015, Россия

Кривцов Вадим Александрович – студент выпускного курса института инженерных и цифровых технологий, Белгородский государственный национальный исследовательский университет

ул. Победы, 85, Белгород, 308015, Россия

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Vladislav Syshchenko – PhD in Physics and Mathematics, Professor, Professor of the Department of Theoretical and Experimental Physics, Belgorod National Research University, Belgorod, Russia

Vadim Krivtsov – graduate student at the Institute of Engineering and Digital Technologies, Belgorod National Research University, Belgorod, Russia