

УДК 537.531.3

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА ПРОВОДЯЩЕЙ МИШЕНИ В ВИДЕ ПРЯМОГО ДВУГРАННОГО УГЛА

© 2024 г. В. В. Сыщенко^а, *, А. И. Тарновский^а, В. А. Кривцов^а

^аБелгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, 308015 Россия

*e-mail: syshch@yandex.ru

Поступила в редакцию 30.09.2023 г.

После доработки 25.11.2023 г.

Принято к публикации 25.11.2023 г.

Переходное излучение заряженной частицы в простейшем случае падения на бесконечную, идеально проводящую плоскость может быть описано на основе известного из электростатики метода изображений. Этот же метод позволяет находить распределение полей и в более сложных случаях, таких как поле точечной частицы в присутствии двух пересекающихся проводящих плоскостей, угол между которыми делит угол 180° нацело. На основе метода изображений дано описание переходного излучения, возникающего при падении быстрой заряженной частицы на мишень в виде двух проводящих полуплоскостей, пересекающихся под прямым углом (с внутренней стороны двугранного угла). Качественно рассмотрены особенности излучения, испускаемого быстрыми и медленными частицами, дана их наглядная интерпретация. Обсуждается возможность использования возникающих при излучении интерференционных эффектов для мониторинга пучков заряженных частиц.

Ключевые слова: переходное излучение, метод изображений, мониторинг частиц, диагностика пучков.

DOI: 10.31857/S1028096024050139, EDN: FTBSRS

ВВЕДЕНИЕ

Переходное излучение возникает при пересечении равномерно движущейся заряженной частицей границы раздела двух сред с различными электромагнитными свойствами [1–3]. Оно было предсказано для простейшего случая бесконечной плоской границы вакуума и идеального проводника в [4] на основе известного из электростатики метода изображений (например, [2, 3]), в котором граничные условия на поверхности металла удовлетворяются за счет введения наряду с зарядом налетающей частицы его “зеркального изображения” (фиктивного заряда). В случаях более сложной геометрии результата можно достичь путем введения нескольких фиктивных зарядов. Так, в [5–9] было описано дифракционное и переходное излучения на сферических и полусферических поверхностях.

В настоящей работе построена теория переходного излучения на мишени в виде двух бесконечных полуплоскостей, пересекающихся под

прямым углом. Дана наглядная интерпретация углового распределения возникающего излучения в зависимости от величины и направления скорости налетающей частицы, а также координаты точки падения частицы на поверхность проводника.

Переходное излучение широко используют для диагностики и мониторинга пучков заряженных частиц (например, [10–15]). Вследствие интерференционного характера переходное излучение на двугранном угле также можно использовать в этих целях.

МЕТОДИКА

В методе изображений [2, 3] влияние проводящей поверхности на распределение электрического поля в пространстве имитируется введением наряду с реальным точечным зарядом одного или нескольких фиктивных зарядов (“изображений” реального заряда). В простейшем случае точеч-

ного заряда e и заземленной проводящей бесконечной плоскости распределение электрического поля будет таким же, как поле двух точечных зарядов — реального и фиктивного (заряд $-e$), расположенного зеркально относительно плоскости. В более сложном случае двух проводящих полуплоскостей, пересекающихся под прямым углом, граничные условия на поверхности проводника будут удовлетворены введением трех фиктивных зарядов (любой задачник по электродинамике, например [3]).

Рассмотрим ситуацию, когда реальный заряд движется прямолинейно и равномерно со скоростью $\mathbf{v}_1$ под углом ψ к нормали к одной из двух полуплоскостей (рис. 1), достигая ее в момент времени $t = 0$, причем точка соударения частицы с плоскостью имеет координату x_0 . Возникающее излучение нетрудно описать на основе известных формул для излучения произвольно движущегося точечного заряда (например, [16–18]). Амплитуда расходящейся волны векторного потенциала поля излучения пропорциональна величине

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

где ω и $\mathbf{k}$ — частота и волновой вектор излученной волны, $|\mathbf{k}| = \omega/c$, c — скорость света в вакууме, e , $\mathbf{r}(t)$, $\mathbf{v}(t)$ — величина, траектория и скорость заряда, а спектрально-угловая плотность излучения выражается формулой:

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

В рассматриваемом случае вектор $\mathbf{I}$ будет содержать четыре слагаемых, описывающих четыре парциальных вклада падающей частицы и трех ее изображений:

$$\begin{aligned} \mathbf{I} = & e\mathbf{v}_1 \int_{-\infty}^0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{v}_1 t - k_x x_0)] dt - \\ & - e\mathbf{v}_2 \int_{-\infty}^0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{v}_2 t - k_x x_0)] dt - \\ & - e\mathbf{v}_3 \int_{-\infty}^0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{v}_3 t + k_x x_0)] dt + \\ & + e\mathbf{v}_4 \int_{-\infty}^0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{v}_4 t + k_x x_0)] dt = \\ = & -ie \left\{ \frac{\mathbf{v}_1}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_1} - \frac{\mathbf{v}_2}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_2} \right\} \exp(-ik_x x_0) + \\ & + ie \left\{ \frac{\mathbf{v}_3}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_3} - \frac{\mathbf{v}_4}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_4} \right\} \exp(ik_x x_0), \end{aligned} \quad (3)$$

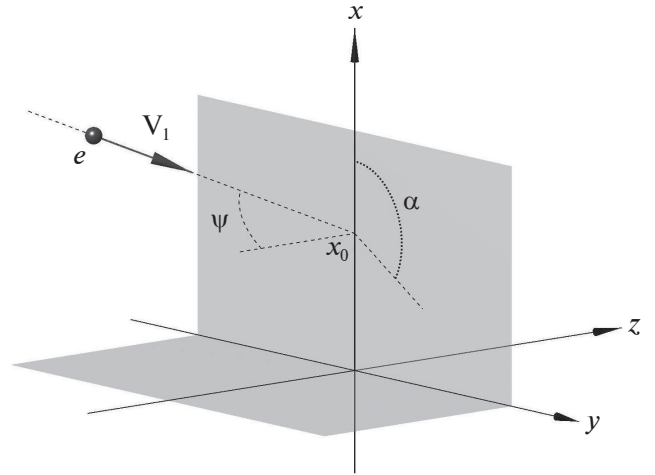


Рис. 1. Падение заряда e на проводящий двугранный угол. Все штриховые линии лежат в одной плоскости.

где компоненты скоростей зарядов равны:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_1 &= v(\sin\psi \cos\alpha, \sin\psi \sin\alpha, \cos\psi), \\ \mathbf{v}_2 &= v(\sin\psi \cos\alpha, \sin\psi \sin\alpha, -\cos\psi), \\ \mathbf{v}_3 &= v(-\sin\psi \cos\alpha, \sin\psi \sin\alpha, \cos\psi), \\ \mathbf{v}_4 &= v(-\sin\psi \cos\alpha, \sin\psi \sin\alpha, -\cos\psi). \end{aligned}$$

Первая пара слагаемых в (3) описывает излучение, возникающее при падении частицы на бесконечную плоскость (x, y) , вторая — отражение этого излучения от плоскости (y, z) , различие в фазовых множителях описывает интерференцию этих двух вкладов. Для удобства дальнейшего анализа введем единичный вектор в направлении волнового вектора излученной волны

$$\mathbf{e}_k = \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} = (\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta)$$

и перепишем (3) в виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{I} = & -\frac{ie}{\omega} \frac{\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{v}_2)}{\left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_1\right) \left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_2\right)} \exp(-ik_x x_0) + \\ & + \frac{ie}{\omega} \frac{\mathbf{v}_3 - \mathbf{v}_4 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \times (\mathbf{v}_3 \times \mathbf{v}_4)}{\left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_3\right) \left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_4\right)} \exp(ik_x x_0). \end{aligned} \quad (4)$$

Подставляя (4) в (2) и учитывая, что

$$\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 = \mathbf{v}_3 - \mathbf{v}_4 = 2v \cos\psi \mathbf{e}_z, \quad (5)$$

где $\mathbf{e}_z$ — единичный вектор вдоль оси z , получим выражение для спектрально-угловой плотности излучения:

$$\begin{aligned}
 \frac{dE}{d\omega d\Omega} &= \frac{e^2 v^2}{4\pi^2 c^3} 4 \cos^2 \psi \cdot \\
 &\left\{ \frac{1 - (\mathbf{e}_k \mathbf{e}_z)^2 + \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \psi \left(1 - (\mathbf{e}_k (\sin \alpha \mathbf{e}_x - \cos \alpha \mathbf{e}_y))^2 \right) -}{\left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_1 \right)^2 \left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_2 \right)^2} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{2 \frac{v}{c} \sin \psi \mathbf{e}_k (\sin \alpha \mathbf{e}_y + \cos \alpha \mathbf{e}_x)}{c} + \right. \\
 &\quad \left. \frac{1 - (\mathbf{e}_k \mathbf{e}_z)^2 + \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \psi \left(1 - (\mathbf{e}_k (\sin \alpha \mathbf{e}_x + \cos \alpha \mathbf{e}_y))^2 \right) -}{\left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_3 \right)^2 \left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_4 \right)^2} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{2 \frac{v}{c} \sin \psi \mathbf{e}_k (\sin \alpha \mathbf{e}_y - \cos \alpha \mathbf{e}_x)}{c} - \right. \\
 &\quad \left. - 2 \cos(2k_x x_0) \cdot \right. \\
 &\quad \left. \frac{1 - (\mathbf{e}_k \mathbf{e}_z)^2 + \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \psi \left(\frac{\sin^2 \alpha (1 - (\mathbf{e}_k \mathbf{e}_x)^2) -}{-\cos^2 \alpha (1 - (\mathbf{e}_k \mathbf{e}_y)^2)} \right) -}{\left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_1 \right) \left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_2 \right) \left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_3 \right) \left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_4 \right)} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{2 \frac{v}{c} \sin \psi \sin \alpha \mathbf{e}_k \mathbf{e}_y}{c} \right\}. \quad (6)
 \end{aligned}$$

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Особенности возникающего излучения качественно определяются каждым из четырех парциальных вкладов в вектор $\mathbf{I}$ (3) и во входящее в (2) векторное произведение $\mathbf{k} \times \mathbf{I}$ четырех участвующих в генерации излучения зарядов, а также их интерференции. С одной стороны, в случае релятивистской частицы ($v \rightarrow c$) знаменатель каждого из четырех парциальных слагаемых будет мал в направлении $\mathbf{k}$ (направлении излучения), близком к направлению скорости соответствующего заряда. С другой стороны, векторное произведение $\mathbf{k}$ на соответствующее слагаемое будет мало вблизи этого направления, обращаясь в нуль в случае $\mathbf{k}$, параллельного соответствующей скорости. Сочетание этих двух факторов приводит к характерной для переходного излучения релятивистских частиц воронкообразной угловой зависимости (с характерным углом раствора порядка γ^{-1} , где

$\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — лоренц-фактор частицы) каждого из четырех парциальных вкладов (рис. 2). Для иллюстрации влияния интерференции парциальных вкладов на характер возникающего излучения рассмотрим два частных случая.

Прежде всего рассмотрим случай, когда траектория налетающей частицы лежит в плоскости

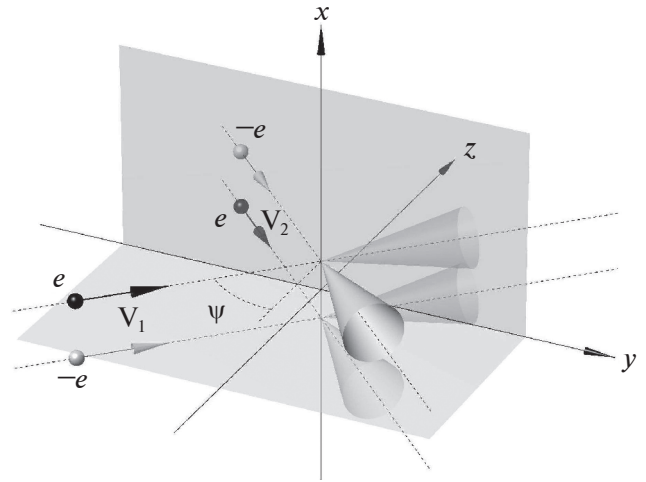


Рис. 2. Схематическое изображение четырех парциальных вкладов в излучение (налетающей частицы и трех ее изображений) в частном случае $\alpha = \pi/2$.

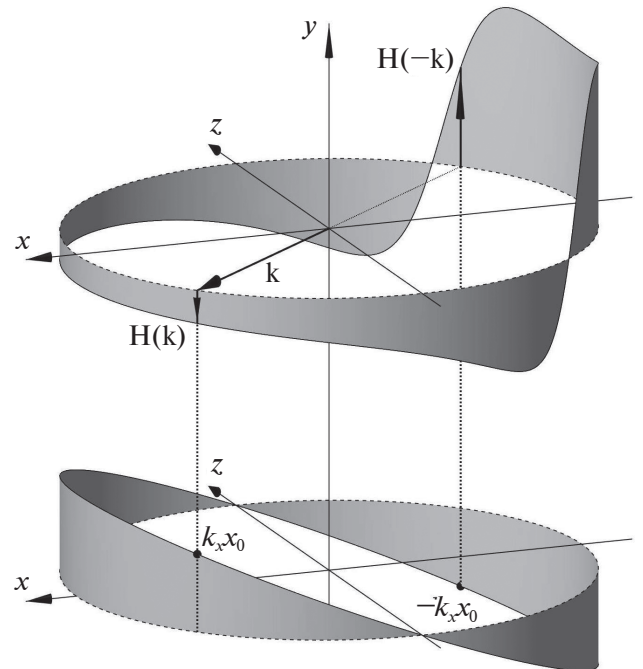


Рис. 3. Вклад первого слагаемого в (4) в частном случае $\alpha = \pi$ в амплитуду магнитного поля волн, излучаемых в плоскости (x, z) , вклад второго слагаемого для данного $\mathbf{k}$ — противоположная точка на графике ($\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$) (вверху). Внизу — фазовые сдвиги этих двух слагаемых.

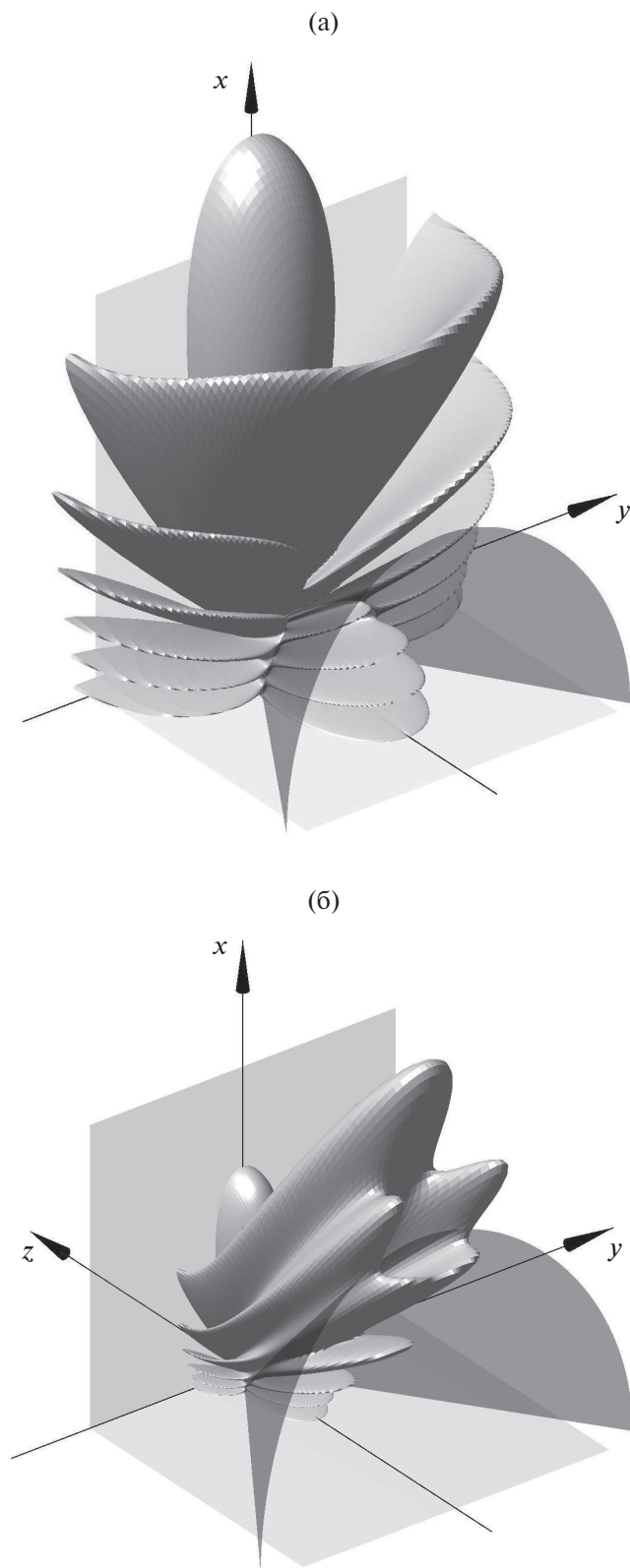


Рис. 4. Диаграмма направленности излучения при $\psi = \pi/4$, $\alpha = \pi$, $x_0 \omega/c = 20$ согласно (7) для случаев $v = 0.9c$ (а) и $v = 0.99c$ (б). Коническая поверхность на обоих графиках отмечает направления излучения, для которых выполняется условие (8).

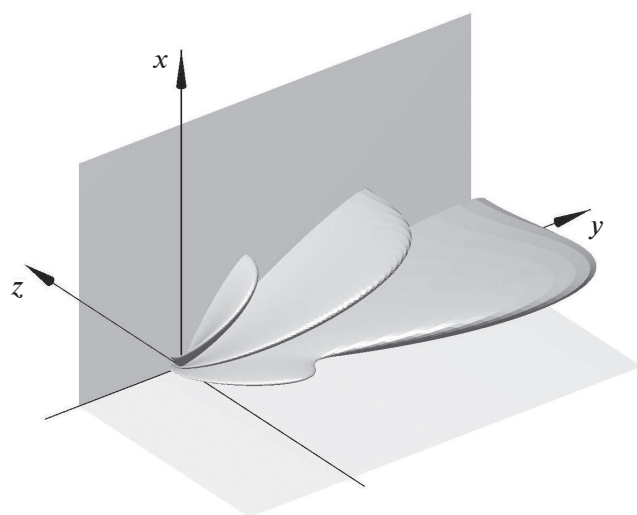


Рис. 5. Диаграмма направленности излучения при $\psi = \pi/4$, $\alpha = \pi/2$ согласно (7) для случая $v = 0.95c$, $x_0 \omega/c = 10$.

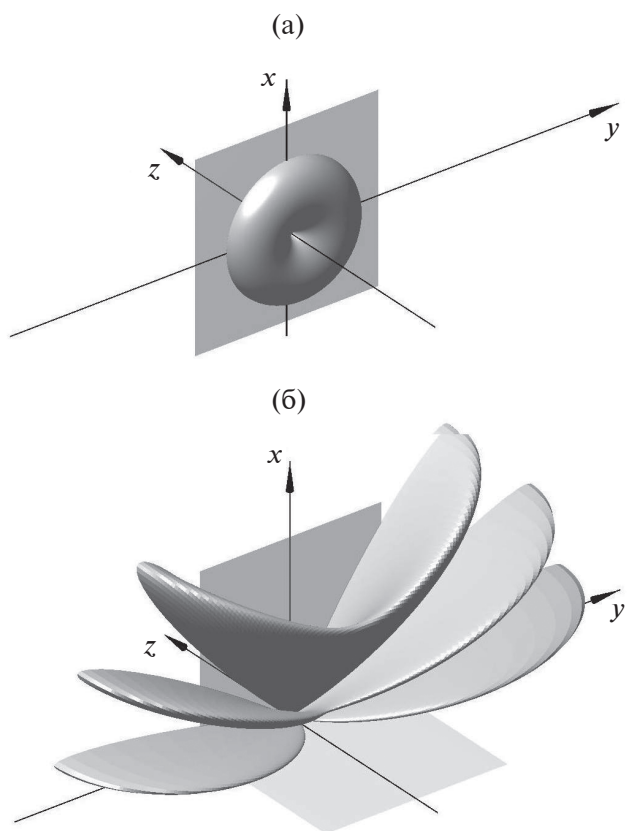


Рис. 6. Диаграмма направленности излучения нерелятивистской частицы на вертикальной плоскости (а) и с учетом влияния горизонтальной отражающей плоскости (б): $\psi = \pi/4$, $\alpha = \pi/2$, $v = 0.05c$, $x_0 \omega/c = 10$.

(x, z) , т.е. $\alpha = \pi$. Выражения для вектора $\mathbf{I}$ и спектрально-угловой плотности излучения существенно упрощаются, поскольку в данном случае $\mathbf{v}_3 = -\mathbf{v}_2$, $\mathbf{v}_4 = -\mathbf{v}_1$. Входящее в (2) векторное произведение $\mathbf{k} \times \mathbf{I}$ пропорционально амплитуде магнитного поля в излученной волне, и вторая пара слагаемых совпадает с первой с точностью до замены $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$. Рисунок 3 иллюстрирует излучение в плоскости (x, z) . Верхняя его часть изображает вклад в амплитуду магнитного поля излученной волны $\mathbf{H}(\mathbf{k})$, (результат подстановки в векторное произведение $\mathbf{k} \times \mathbf{I}$ первого слагаемого в (4) для различных направлений волнового вектора $\mathbf{k}$ (напомним, что фактическое излучение происходит только в направлениях, определяемых неравенствами $k_x > 0$, $k_z < 0$)) и одновременно в соответствии со сказанным выше вклад второго слагаемого $\mathbf{H}(-\mathbf{k})$. Нижняя часть рис. 3 иллюстрирует соответствующие этим двум вкладам фазовые сдвиги.

Общая формула для спектрально-угловой плотности излучения (6) упрощается ($\alpha = \pi$) до

$$\begin{aligned}
 \frac{dE}{d\omega d\Omega} = & \frac{e^2 v^2}{\pi^2 c^3} \cos^2 \psi \cdot \\
 & \left\{ \frac{\sin^2 \theta + \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \psi \left(1 - (\mathbf{e}_k \mathbf{e}_y)^2 \right) + 2 \frac{v}{c} \sin \psi \mathbf{e}_k \mathbf{e}_x}{\left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_1 \right)^2 \left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_2 \right)^2} + \right. \\
 & + \frac{\sin^2 \theta + \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \psi \left(1 - (\mathbf{e}_k \mathbf{e}_y)^2 \right) - 2 \frac{v}{c} \sin \psi \mathbf{e}_k \mathbf{e}_x}{\left(1 + \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_1 \right)^2 \left(1 + \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_2 \right)^2} - \\
 & \left. - 2 \cos(2k_x x_0) \frac{\sin^2 \theta - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \psi \left(1 - (\mathbf{e}_k \mathbf{e}_y)^2 \right)}{\left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_1 \right) \left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_2 \right) \times} \right\} \times \\
 & \times \left(1 + \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_1 \right) \left(1 + \frac{1}{c} \mathbf{e}_k \mathbf{v}_2 \right) \quad (7)
 \end{aligned}$$

Нетрудно видеть, что интерференционный член обращается в нуль для углов излучения, удовлетворяющих условию:

$$\sin^2 \theta = \frac{\frac{v^2}{c^2} \sin^2 \psi}{1 + \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \psi \sin^2 \varphi} \quad (8)$$

Знаки второго множителя в интерференционном члене по обе стороны от задаваемой этим условием поверхности (рис. 4) будут противоположны. Одновременно множитель $\cos(2k_x x_0)$ в интерференционном члене приводит к появлению максимумов и минимумов с осью x в качестве оси симметрии. Все это в совокупности формирует весьма сложную картину углового распределения излучения.

Рассмотрим теперь случай, когда скорость налетающей частицы параллельна плоскости (y, z) , т.е. $\alpha = \pi/2$. Общая формула (6) упрощается за счет того, что $\mathbf{v}_3 = \mathbf{v}_1$, $\mathbf{v}_4 = \mathbf{v}_2$ (рис. 2). Нетрудно видеть, что второй сомножитель в интерференционном члене сохраняет знак во всей области углов излучения, так что единственным знакопеременным множителем в интерференционном члене остается $\cos(2k_x x_0)$, что ведет к упрощению интерференционной картины (рис. 5).

Наиболее просто угловое распределение выглядит, когда частица нерелятивистская. Как видно из (4) с учетом (5), в этом случае зависимость $\mathbf{I}$ от направления скорости налетающей частицы становится пренебрежимо малой, а направление $\mathbf{I}$ — нормальным к плоскости (x, y) . Поэтому угловое распределение переходного излучения нерелятивистской частицы на бесконечной плоскости (описываемое векторным произведением $\mathbf{k}$ и первого либо второго слагаемого в (5)) симметрично относительно нормали к поверхности металла с нулевой интенсивностью в этом направлении ([19] и рис. 2а в [15]). Интерференция, вызванная наличием двух слагаемых в (4), приводит к угловому распределению, показанному на рис. 6. Подчеркнем, что характер интерференции, определяемый в случае нерелятивистской частицы исключительно множителем $\cos(2k_x x_0)$, не зависит ни от величины, ни от направления скорости частицы, поэтому подсчет числа интерференционных максимумов на диаграмме направленности при заданной частоте излучения позволяет судить о значении координаты x_0 , что может быть использовано для мониторинга пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены формулы, описывающие переходное излучение на проводящей мишени в виде двух бесконечных полуплоскостей, пересекающихся под прямым углом. В основе описания лежит известный из электростатики метод изображений. Это позволило наглядно интерпретировать угловое распределение возникающего излучения в зависимости от величины и направления скорости налетающей частицы, а также координаты точки падения частицы на поверхность проводника как результата интерференции четырех парциальных вкладов реального заряда и трех его изображений в поле излучения.

Наиболее простая интерференция имеет место в двух случаях — падения релятивистской частицы на одну полуплоскость параллельно другой полуплоскости (т.е. $\alpha = \pi/2$) и нерелятивистской частицы безотносительно к направлению ее скорости. В этих случаях представляется возможным извлечь из характера интерференции информацию о координате точки падения частицы на проводник, что, в свою очередь, может послужить основой для нового метода диагностики пучков.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института (Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984. 360 с.
2. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 702 с.
3. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задач по электродинамике. М.: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2002. 640 с.
4. Frank I., Ginzburg V. // J. Phys. USSR. 1945. V. 9. № 5. P. 353.
5. Shul'ga N.F., Syshchenko V.V., Larikova E.A. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2017. V. 402. P. 167. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.03.013>
6. Syshchenko V.V., Larikova E.A., Gladkih Yu.P. // JINST. 2017. V. 12. P. C12057. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/12/C12057>
7. Сыщенко В.В., Ларикина Э.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2019. № 4. С. 100. <https://doi.org/10.1134/S0207352819040188>
8. Shul'ga N.F., Syshchenko V.V. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2019. V. 452. P. 55. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.05.066>
9. Сыщенко В.В., Ларикина Э.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2019. № 10. С. 108. <https://doi.org/10.1134/S0207352819100196>
10. Wartski L., Roland S., Lasalle J., Bolore M., Filippi G. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. P. 3644. <https://doi.org/10.1063/1.322092>
11. Rule D.W. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1987. V. 24/25. P. 901. [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(87\)80275-6](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(87)80275-6)
12. Castellano M., Verzilov V.A. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 1998. V. 1. P. 062801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.1.062801>
13. Potylitsyn A.P. Electromagnetic Radiation of Electrons in Periodic Structures (Springer Tracts in Modern Physics. Vol. 243). Berlin—Heidelberg: Springer, 2011. 213 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-19248-7>
14. Singh R., Reichert T. // Phys. Rev. Accel. Beams. 2022. V. 25. P. 032801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.25.032801>
15. Singh R., Reichert T., Walasek-Hoehne B. // Phys. Rev. Accel. Beams. 2022. V. 25. P. 072801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.25.072801>
16. Аббасов И.И., Болотовский Б.М., Давыдов В.А. // УФН. 1986. Т. 149. Вып. 4. С. 709. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0149.198608f.0709>
17. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: Наука, 1987. 272 с.
18. Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в веществе. М.: Наука, 1993. 344 с.
19. Сыщенко В.В., Кривоцов В.А. // Прикладная математика & Физика. 2022. Т. 54. № 4. С. 242. <https://doi.org/10.52575/2687-0959-2022-54-4-242-251>

Transition Radiation on a Conducting Target Shaped as a Right Dihedral Angle

V. V. Syshchenko^{1,*}, A. I. Tarnovsky¹, V. A. Krivtsov¹

¹Belgorod National Research University, Belgorod, 308015 Russia

*e-mail: syshch@yandex.ru

The transition radiation of a charged particle in the simplest case of its incidence onto an infinite, perfectly conducting plane can be described using the method of images known from electrostatics. The same method makes it possible to find the field distribution in more complex cases, such as the field created by a point particle in the presence of two intercepting conducting planes, the angle between which divides exactly the angle of 180° . Based on the method of images, a description is given of the transition radiation that occurs when a fast charged particle falls on a target in the form of two conducting half-planes intersecting at the right angle (on the inside of the dihedral angle). The features of the radiation emitted by fast and slow particles are qualitatively considered, and their visual interpretation is given. The possibility of using interference effects arising from radiation to monitor beams of charged particles is discussed.

Keywords: transition radiation, method of images, particles monitoring, beam diagnostics.