

УДК 537.531.3

О МОНИТОРИНГЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ВБЛИЗИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СФЕРЫ, С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2023 г. В. В. Сыщенко^а, *, А. И. Тарновский^а

^аБелгородский государственный национальный исследовательский университет,
Белгород, 308015 Россия

*e-mail: syshch@yandex.ru

Поступила в редакцию 20.06.2022 г.

После доработки 15.08.2022 г.

Принята к публикации 15.08.2022 г.

Равномерно движущаяся заряженная частица порождает переходное излучение, если движется в неоднородной среде (в частности, пересекает границу раздела двух сред), и дифракционное излучение, если движется вблизи неоднородностей среды без пересечения их границ. Оба этих вида излучения могут быть использованы для детектирования частиц и мониторинга пучков в ускорителях. В то время как методы диагностики как релятивистских, так и нерелятивистских пучков, использующие переходное излучение, широко распространены, использование дифракционного излучения для этих целей остается предметом интенсивных исследований. Генерация дифракционного излучения крайне слабо возмущает движение частиц пучка, что позволяет разрабатывать неразрушающие методы диагностики пучков. Ранее было построено описание дифракционного излучения нерелятивистской заряженной частицы на проводящей сфере на основе известного из электростатики метода изображений. В рамках этого подхода был предложен способ определения параметров пролета частицы мимо центра сферы с использованием единственного точечного детектора, регистрирующего интенсивность и поляризацию дифракционного излучения. В настоящей статье предложена схема с тремя детекторами, решающая ту же задачу без регистрации поляризации излучения.

Ключевые слова: дифракционное излучение, проводящая сфера, метод изображений, мониторинг частиц, диагностика пучков, детектор, поляризация.

DOI: 10.31857/S1028096023030160, **EDN:** LSZFZO

ВВЕДЕНИЕ

Равномерно движущаяся частица может породить излучение электромагнитных волн либо в однородной среде, если выполняется условие возникновения излучения Вавилова–Черенкова, либо при взаимодействии с неоднородностями среды. В последнем случае принято разделять переходное излучение, возникающее при пересечении движущейся частицей границы двух сред [1–3], и дифракционное излучение, отвечающее случаю движения частицы вблизи пространственно-локализованной неоднородности среды (мишени) без пересечения ее границы [4, 5]. Дифракционное и переходное излучение широко используют для диагностики и мониторинга пучков заряженных частиц (например, [6–8] и ссылки в них).

В работах [9–11] был развит подход к описанию дифракционного и переходного излучения, возникающего при движении нерелятивистской частицы вблизи проводящей сферы, основанный на известном в электростатике методе изображе-

ний [2, 3]. В [12, 13] развитый подход был использован для вычисления поляризации дифракционного излучения. Там же был предложен способ определения азимута траектории пролетающей частицы относительно центра сферы с использованием единственного точечного детектора, регистрирующего поляризацию излучения, испущенного в некотором выбранном направлении. В настоящей статье мы обращаем внимание на принципиальную возможность определения положения частицы в плоскости, перпендикулярной ее скорости, однозначного в пределах одного квадранта, с помощью трех детекторов, регистрирующих лишь интенсивность, но не поляризацию излучения.

МЕТОДИКА

В методе изображений [12, 13] влияние проводящей поверхности на распределение электрического поля в пространстве имитируют введением, наряду с реальным точечным зарядом, одного

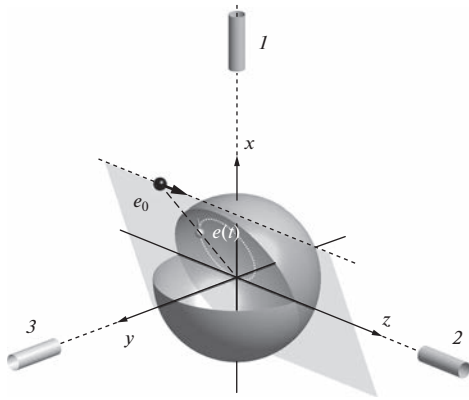


Рис. 1. Положения реального заряда e_0 и его “изображения” $e(t)$ относительно заземленной проводящей сферы радиуса R , а также трех детекторов излучения 1–3.

или нескольких фиктивных зарядов (“изображений” реального заряда). В частности, распределение электрического поля точечного заряда вблизи расположенной рядом заземленной сферы будет таким же, как поле двух точечных зарядов, реального, размещенного вне сферы, и фиктивного, расположенного внутри сферы (рис. 1). Для выполнения этого условия реальный заряд e_0 и фиктивный заряд $e = -e_0 R/r_0$ должны быть расположены на одной прямой с центром сферы радиуса R , где r_0 – расстояние от реального заряда до центра сферы, а расстояние от фиктивного заряда до центра сферы составляет $r = R^2/r_0$.

Рассмотрим ситуацию, когда реальный заряд движется прямолинейно и равномерно со скоростью $\mathbf{v}_0$ под некоторым двумерным прицельным параметром $\mathbf{b} = (x, y)$ мимо центра сферы. Очевидно, что в этом случае движение фиктивного заряда будет ускоренным, что и приведет к возникновению излучения.

Амплитуда расходящейся волны векторного потенциала поля излучения пропорциональна величине [14–16]

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

где ω и $\mathbf{k}$ – частота и волновой вектор излученной волны, $|\mathbf{k}| = \omega/c$, c – скорость света в вакууме, $e(t)$, $\mathbf{r}(t)$, $\mathbf{v}(t)$ – величина, траектория и скорость фиктивного заряда соответственно. Спектрально-угловую плотность излучения произвольно движущегося заряда можно описать известными формулами [15, 16]:

$$\left(\frac{dE}{d\omega d\Omega} \right)_a = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^3} |\mathbf{e}_a \mathbf{I}|^2, \quad (2)$$

где $\mathbf{e}_a$, $a = 1, 2$ – единичные векторы поляризации излучения, ортогональные $\mathbf{k}$ и друг другу, а суммирование по поляризациям дает

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

Рассмотрим систему в пределе малых частот излучения, на которые приходится максимум интенсивности дифракционного излучения нерелятивистской частицы, как было показано в [9, 11]. Например, для сферы радиусом 1 см и близкого к этому значению прицельного параметра максимум интенсивности излучения частицы, движущейся со скоростью $v_0 = 0.1c$, где c – скорость света, придется на частоту порядка 1 ГГц. В пределе малых частот излучения

$$\omega \ll cb/R^2 \quad (4)$$

или, в терминах длины волны $\lambda = 2\pi c/\omega$,

$$\lambda \gg 2\pi R^2/b\lambda \gg 2\pi R/b,$$

интеграл (1) можно вычислить аналитически:

$$I_x = i \frac{4}{3} e_0 R^3 \frac{\omega^2}{v_0^2} \frac{x}{b} K_1 \left(\frac{\omega}{v_0} b \right), \quad (5)$$

$$I_y = i \frac{4}{3} e_0 R^3 \frac{\omega^2}{v_0^2} \frac{y}{b} K_1 \left(\frac{\omega}{v_0} b \right), \quad (6)$$

$$I_z = -\frac{4}{3} e_0 R^3 \frac{\omega^2}{v_0^2} K_0 \left(\frac{\omega}{v_0} b \right) - \frac{2}{3} e_0 R^3 \frac{\omega}{v_0 b} K_1 \left(\frac{\omega}{v_0} b \right), \quad (7)$$

где $K_0(x)$ и $K_1(x)$ – модифицированные функции Бесселя третьего рода (функции Макдональда). Мы видим, таким образом, что в пределе (4) величины I_x и I_y оказываются чисто мнимыми, а I_z – вещественной.

Вычисления [12, 13] показывают принципиальную возможность определить обе компоненты двумерного прицельного параметра $\mathbf{b} = (x, y)$ траектории пролетающей частицы с помощью регистрации интенсивности и поляризации излучения детектором, установленным под некоторым углом $0 < \theta < \pi/2$, $\varphi = 0$. В настоящей статье мы обращаем внимание на более простую возможность мониторинга этой величины, без использования поляризационно-чувствительных детекторов.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим просуммированную по поляризации спектрально-угловую плотность излучения (3). С учетом того, что в области, ограниченной выражением (4), компоненты I_x и I_y вектора $\mathbf{I}$ оказываются чисто мнимыми, а I_z – вещественной, раскрытие модуля векторного произведения в (3) даст

$$\begin{aligned} \frac{dE}{d\omega d\Omega} = & \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^3} \left\{ \sin^2 \theta |I_z|^2 + \right. \\ & + (\cos^2 \varphi \sin^2 \theta + \cos^2 \theta) |I_y|^2 + \\ & + (\sin^2 \varphi \sin^2 \theta + \cos^2 \theta) |I_x|^2 + \\ & \left. + 2 \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \theta |I_x| |I_y| \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Нетрудно увидеть, что детектор, установленный в направлении оси x ($\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$, положение 1 на рис. 1), будет регистрировать интенсивность излучения, пропорциональную

$$\left(\frac{dE}{d\omega d\Omega} \right)_1 = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^3} \{ |I_z|^2 + |I_y|^2 \}. \quad (9)$$

Детектор, размещенный в направлении оси y ($\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$, положение 2 на рис. 1) – пропорциональную

$$\left(\frac{dE}{d\omega d\Omega} \right)_2 = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^3} \{ |I_z|^2 + |I_x|^2 \}, \quad (10)$$

а детектор в направлении оси z ($\theta = 0$, положение 3 на рис. 1), соответственно,

$$\left(\frac{dE}{d\omega d\Omega} \right)_3 = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^3} \{ |I_x|^2 + |I_y|^2 \}. \quad (11)$$

Таким образом, из трех измеряемых величин (9)–(11) можно найти абсолютные значения всех трех компонент вектора $\mathbf{I}$. С учетом выражений (5) и (6), можно увидеть, что измерения интенсивности дифракционного излучения на сфере в трех направлениях позволяют определить координаты x и y пролетающей частицы, если известно, что они лежат в пределах одного квадранта. Последнее ограничение как раз и обусловлено потерей информации о знаках компонент вектора $\mathbf{I}$ при вычислении их абсолютных значений по формулам (9)–(11).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье показана принципиальная возможность определения положения частицы в плоскости, перпендикулярной ее скорости, однозначно в пределах одного квадранта, с помощью трех детекторов, регистрирующих лишь интенсивность, но не поляризацию излучения. Развиваемый подход применим лишь для нерелятивистских частиц. Однако и такие задачи представляют значительный интерес, как показано, например, в недавних работах [17, 18], посвященных использованию переходного излучения для диагностики пучка нерелятивистских частиц.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы 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. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 664 с.
4. Болотовский Б.М., Воскресенский Г.В. // УФН. 1966. Т. 88. Вып. 2. С. 209. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0088.196602a.0209>
5. Болотовский Б.М., Галстян Е.А. // УФН. 2000. Т. 170. № 8. С. 809. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0170.200008a.0809>
6. Castellano M., Verzilov V.A. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 1998. V. 1. P. 062801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.1.06280>
7. Potylitsyn A.P., Ryazanov M.I., Strikhanov M.N., Tishchenko A.A. // Diffraction Radiation from Relativistic Particles. Springer Tracts in Modern Physics. V. 239. Berlin Heidelberg: Springer, 2010. 277 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-12513-3>
8. Potylitsyn A.P. // Electromagnetic Radiation of Electrons in Periodic Structures. Springer Tracts in Modern Physics. V. 243. Berlin Heidelberg: Springer, 2011. 213 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-19248-7>
9. 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>
10. 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>
11. Сыщенко В.В., Ларинова Э.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2019. № 4. С. 100. <https://doi.org/10.1134/S0207352819040188>
12. 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>
13. Сыщенко В.В., Ларинова Э.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2019. № 10. С. 108. <https://doi.org/10.1134/S0207352819100196>
14. 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>
15. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: Наука, 1987. 272 с.
16. Ахизер А.И., Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в веществе. М.: Наука, 1993. 344 с.
17. Singh R., Reichert T., Walasek-Hoehne B. Transition radiation based transverse beam diagnostics for non-relativistic ion beams. <https://arxiv.org/pdf/2104.08487>
18. Singh R., Reichert T. Longitudinal charge distribution measurement of non-relativistic ion beams using coherent transition radiation. <https://arxiv.org/pdf/2107.08689>

On the Moving Charged Particle's Position Monitoring Using Its Diffraction Radiation on the Metal Sphere

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

¹*Belgorod National Research University, Belgorod, 308015 Russia*

**e-mail: syshch@yandex.ru*

The uniformly moving charged particle generates the transition radiation under the motion in the non-uniform medium (in particular, under crossing the interface between two media) and the transition radiation under the motion near the non-uniformities of the medium without crossing their boundaries. Both diffraction and transition radiation can be used for detection of the charged particles and beam monitoring. While the methods based on the transition radiation from both relativistic and non-relativistic particles are widely used, the utilization of the diffraction radiation for that goals are still under study. The diffraction radiation generation is weakly perturbing for the particle's motion that permits to develop the non-destructive methods of the beam diagnostics. The description of the diffraction radiation from the charged particle on the conducting sphere has been developed earlier using the method of images known from electrostatics. The method of finding the parameters of the particle's flying by the sphere based on that approach using the single point detector sensitive to both intensity and polarization of diffraction radiation was proposed earlier. Here we propose the scheme with three detectors that solves the same problem without registration of the polarization.

Keywords: diffraction radiation, conducting sphere, method of images, particles monitoring, beam diagnostics, detector, polarization.