

О МОНИТОРИНГЕ ПОЛОЖЕНИЯ ДВИЖУЩЕЙСЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СФЕРЕ

В. В. Сыщенко*, А. И. Тарновский

Белгородский государственный национальный исследовательский университет, 308015 Белгород, Россия

*E-mail: syshch@yandex.ru

Дифракционное и переходное излучение широко используются для детектирования заряженных частиц и мониторинга пучков. Описание излучения заряженной частицы на проводящей сфере возможно на основе известного из электростатики метода изображений. Ранее авторами на основе этого подхода был предложен способ определения параметров пролета частицы мимо центра сферы с использованием единственного детектора, регистрирующего интенсивность и поляризацию дифракционного излучения. В докладе предложена схема с тремя детекторами, решающая ту же задачу без регистрации поляризации излучения. Развиваемый подход применим лишь для нерелятивистских частиц. Однако и такие задачи представляют значительный интерес (см., например, недавние препринты [1, 2], посвященные использованию переходного излучения для диагностики пучка нерелятивистских частиц).

ВВЕДЕНИЕ

Равномерно движущаяся частица может порождать 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. Дифракционное и переходное излучение широко используются для диагностики и мониторинга пучков заряженных частиц.

В [3-5] был развит подход к описанию дифракционного и переходного излучения нерелятивистской частицы на проводящей сфере, основанный на известном в электростатике методе изображений. В [6, 7] 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 детектора, регистрирующего поляризацию излучения, испущенного в некотором выбранном направлении. В настоящей работе 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 метод изображений [6, 7] 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 частности, распределение электрического поля точечного заряда в присутствии заземленной сферы будет таким же (вне сферы), как поле двух точечных зарядов, реального и фиктивного (расположенного внутри сферы, рис. 1). При этом реальный заряд e_0 и фиктивный заряд $e = -e_0 R/r_0$ должны располагаться 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 $r = R^2/r_0$.

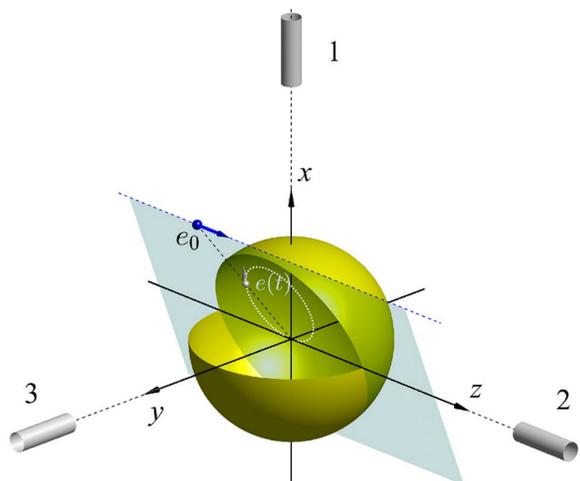


Рис. 1. Положения реального заряда e_0 и его «изображения» $e(t)$ относительно заземленной проводящей сферы радиуса R , а также трех детекторов излучения.

Рассмотрим ситуацию, когда реальный заряд движется прямолинейно и равномерно со скоростью 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 (см., например, [8-10])

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

где ω и \mathbf{k} – частота и волновой вектор излученной волны, $|\mathbf{k}| = \omega/c$, c – скорость света в вакууме, $e(t)$, $\mathbf{r}(t)$, $\mathbf{v}(t)$ – величина, траектория и скорость фиктивного заряда. Спектрально-угловая плотность излучения произвольно движущегося заряда описывается известными формулами (см., например, [7, 8])

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

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

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

Как было показано в [3, 5], в пределе малых частот излучения (на которые приходится максимум интенсивности дифракционного излучения нерелятивистской частицы),

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

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

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

интеграл (1) вычисляется аналитически и

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

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

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

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 [6, 7] показывают, что регистрация интенсивности и поляризации излучения детектором, установленным под некоторым углом $0 < \theta < \pi/2$, $\phi = 0$, позволяет, в принципе, определить обе компоненты двумерного прицельного параметра $\mathbf{b} = (x, y)$ траектории пролетающей частицы (рис. 2). В настоящей работе мы обращаем внимание на более простую возможность мониторинга этой величины, без использования поляризационно-чувствительных детекторов.

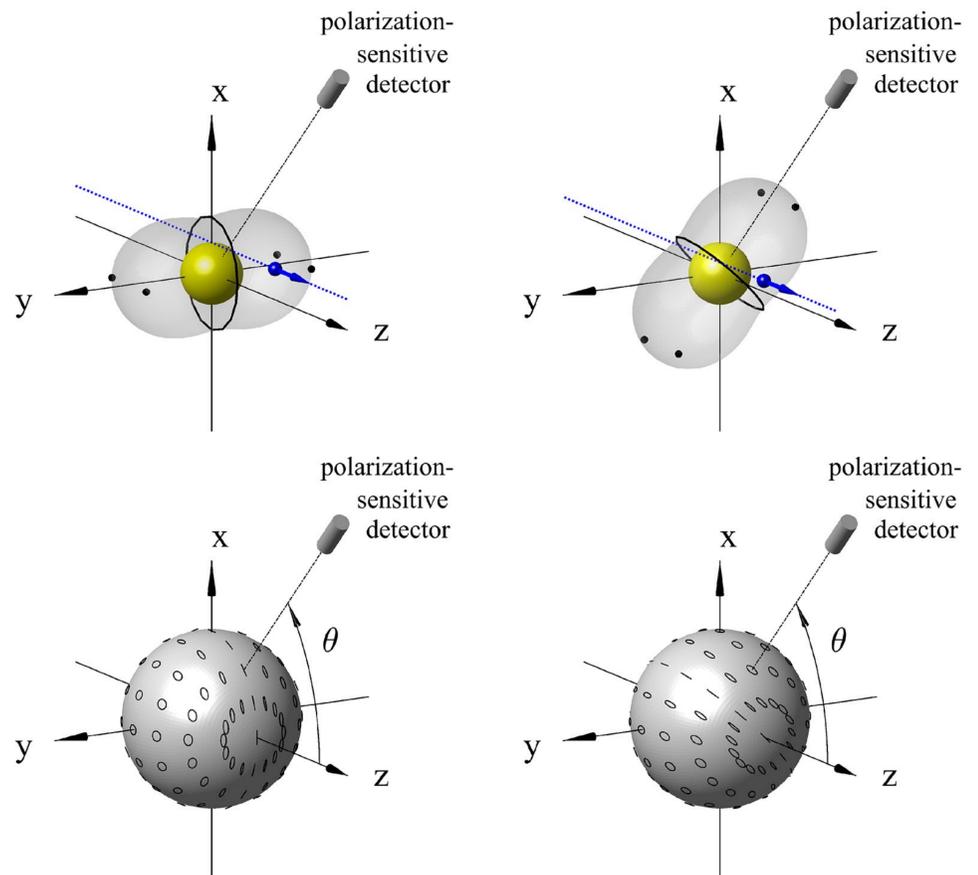


Рис. 2. В верхнем ряду показана диаграмма направленности излучения частицы, пролетающей мимо сферы: окружность на ней отмечает направления 100%-ной линейной поляризации излучения, жирные точки – направления 100%-ной циркулярной поляризации. В нижнем ряду показаны эллипсы поляризации излучения в различных направлениях. Видно, что располагая всего одним детектором излучения, чувствительным к поляризации, можно, в принципе, определить обе компоненты двумерного прицельного параметра пролета частицы мимо сферы: полная интенсивность излучения пропорциональна абсолютной величине прицельного параметра $b = \sqrt{x^2 + y^2}$, а поляризация покажет отношение x/y .

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим просуммированную по поляризациям спектрально-угловую плотность излучения (3). С учетом того, что в области (4) x -овая и y -овая компоненты вектора \mathbf{I} оказываются чисто мнимыми, а z -ая – вещественной, см. (5)-(7), раскрытие модуля векторного произведения в (3) даст

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

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

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

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

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

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

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

Таким образом, из трех измеряемых величин (9)-(11) можно найти абсолютные значения всех трех компонент вектора \mathbf{I} , терется только информация об их знаках. Имея в виду (5) и (6), мы видим, 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.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Singh R., Reichert T., Walasek-Hoehne B. Transition radiation based transverse beam diagnostics for non relativistic ion beams; <https://arxiv.org/pdf/2104.08487>
- Singh R., Reichert T. Longitudinal charge distribution measurement of non-relativistic ion beams using coherent transition radiation; <https://arxiv.org/pdf/2107.08689>
- Shul'ga N.F., Syshchenko V.V., Larikova E.A. // Nuclear Instrum. Methods Phys. Res. B. 2017. V. 402. P. 167. DOI: 10.1016/j.nimb.2017.03.013
- 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>
- Сыщенко В.В., Ларикова Э.А. // Поверхность. 2019. № 4. С. 100. <https://doi.org/10.1134/S0207352819040188>
- Shul'ga N.F., Syshchenko V.V. // Nuclear Instrum. Methods Phys. Res. B. 2019. V. 452. P. 55. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.05.066>
- Сыщенко В.В., Ларикова Э.А. // Поверхность. 2019. № 10. С. 108. <https://doi.org/10.1134/S0207352819100196>
- Аббасов И. И., Болотовский Б.М., Давыдов В.А. // УФН. 1986. Т. 149. Вып. 4. С. 709. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0149.198608E0709>
- Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: Наука, 1987. 272 с.
- Ахизер А.И., Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в веществе. М.: Наука, 1993. 344 с.