

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТАВА ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Н.Н.Насонов, И.В.Столетний

Харьковский физико-технический институт, 310108
(Поступило в Редакцию 6 декабря 1993 г.)

1. Вторичные пучки мезонов и гиперонов, используемые в экспериментах на протонных ускорителях, содержат различные заряженные частицы: пионы, каоны, протоны и гипероны. Частицы каждого сорта имеют определенный импульс, причем импульсы различных частиц в пучке могут совпадать или существенно отличаться в зависимости от используемого коллиматора. Для определения состава таких пучков обычно используются черенковские счетчики. Счетчики, используемые для различения пионов и каонов с энергией в сотни ГэВ, весьма громоздки. Например, в FNAL длина счетчика составляет 42 м. Для анализа пучков в работах [1,2] предложен другой метод, основанный на измерении углового распределения параметрического рентгеновского излучения релятивистской частицы в кристалле, существенно зависящего от энергии излучающей частицы.

В настоящей работе предлагается более простой метод диагностики вторичных пучков, основанный на измерении полного выхода оптического переходного излучения.

2. Рассмотрим излучение пучка заряженных частиц, пересекающего две тонкие металлические фольги a и b , как показано на рисунке. В этом случае основным механизмом излучения частиц в оптическом диапазоне является переходное излучение, причем излучение релятивистских частиц на входной поверхности первой фольги сосредоточено главным образом вдоль линии B' (рис. 1.) Спектрально-угловое распределение излучения отдельной частицы определяется известной [3] формулой

$$\frac{dN}{d\omega d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} = \frac{e^2}{\pi^2 \omega} \left\{ \frac{\theta^2}{(\gamma^{-2} + \theta^2)^2} - \frac{\theta_{\parallel} \operatorname{tg} \Psi_1}{\gamma^{-2} + \theta^2} \right\}. \quad (1)$$

Здесь N — число фотонов; $\gamma = \varepsilon/m$, ε и m — энергия и масса излучающей частицы; ω — энергия испущенного фотона; θ — угол между направлением движения фотона и линией B' ; θ_{\parallel} и θ_{\perp} — его проекции на плоскости, параллельную и перпендикулярную плоскости отражения; Ψ_1 — угол между направлением пучка и перпендикуляром к фольге.

Полный выход излучения пучка, состоящего из N_p протонов и N_{π} пионов, движущихся с различными энергиями $\varepsilon_p = \gamma_p \cdot m_p$ и $\varepsilon_{\pi} = \gamma_{\pi} \cdot m_{\pi}$, определяется простой формулой

$$N_1 = N_p f(\gamma_p) + N_{\pi} f(\gamma_{\pi}),$$

$$f(\gamma) \approx \frac{e^2}{\pi} \ln \left(\frac{\omega_{\max}}{\omega_{\min}} \right) [\ln(1 + \gamma^2 \theta_d^2) - 1], \quad (2)$$

где θ_d — угловой размер детектора D_1 ; N_1 — число фотонов в энергетическом интервале $\omega_{\min} < \omega < \omega_{\max}$, зарегистрированных детектором D_1 . При выводе (2) мы предполагали выполненными условия

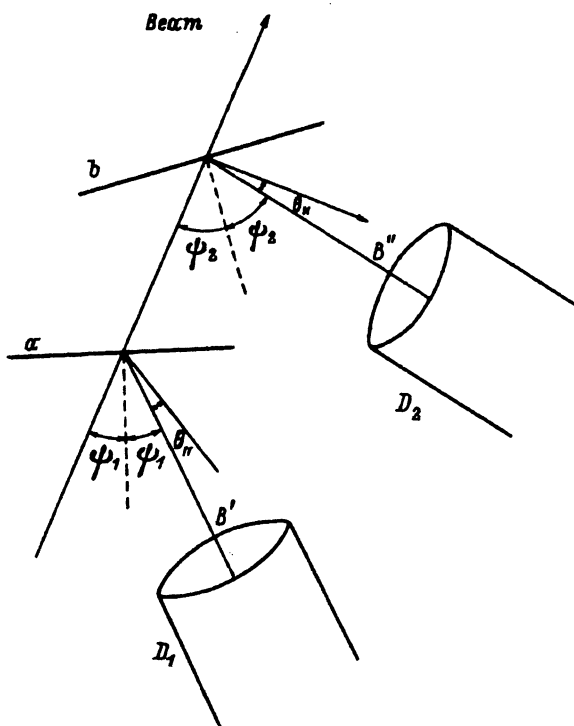
$$\gamma_p \gg \theta_d \gamma_p \gg 1; \quad \gamma_\pi \gg \theta_d \gamma_\pi \gg 1. \quad (3)$$

Для определения величин N_p и N_π вычислим количество фотонов, регистрируемых детектором D_2 , предполагая, что детектор D_2 , как и D_1 , регистрирует фотоны с $\omega_{\min} < \omega < \omega_{\max}$ и $\theta < \theta_d$. Рассматриваемое излучение складывается из переходного излучения на выходной поверхности фольги a , зеркально отраженного фольгой b и излучения на входной поверхности фольги b . Число фотонов, регистрируемых детектором D_2 , определяется формулой

$$N_2 = N_p F(\gamma_p, l) + N_\pi F(\gamma_\pi, l),$$

$$F(\gamma, l) = \frac{4e^2}{\pi} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \frac{d\omega}{\omega} \int_0^{\theta_d} \frac{\theta^3 d\theta}{(\gamma^{-2} + \theta^2)^2} \left\{ 1 - \cos \left[\frac{\omega l}{2} (\gamma^{-2} + \theta^2) \right] \right\}, \quad (4)$$

где l — расстояние между фольгами вдоль траектории частиц пучка.



В соответствии с формулами (2) и (4) величины N_p и N_π можно определить простыми выражениями

$$N_\pi = [N_1 F(\gamma_p, l) - N_2 f(\gamma_p)] / [f(\gamma_\pi) F(\gamma_p, l) - f(\gamma_p) F(\gamma_\pi, l)],$$

$$N_p = [N_2 f(\gamma_\pi) - N_1 F(\gamma_\pi, l)] / [f(\gamma_\pi) F(\gamma_p, l) - f(\gamma_p) F(\gamma_\pi, l)], \quad (5)$$

в которые входят непосредственно измеряемые величины N_1 и N_2 , а также рассчитываемые по формулам (2) и (4) функции $f(\gamma)$ и $F(\gamma, l)$.

3. Отметим, что если $l \ll l_{\text{coh}} = 2\gamma^2\omega$, то излучение в детектор D_2 резко подавляется из-за интерференции. С другой стороны, если $l \gg l_{\text{coh}}$, то интерференционные эффекты становятся пренебрежимо малыми из-за осцилляций в подынтегральном выражении в (4). Пусть, например, $\gamma_\pi \gg \gamma_p$. Подбирая расстояние l таким, чтобы выполнялись условия $l \gg l_{\text{coh}}^p$ и $l \ll l_{\text{coh}}^\pi$, получаем из (5) особенно простые формулы:

$$N_p = N_2 / 2f(\gamma_p), \quad N_\pi = [N_1 - N_2 / 2] / f(\gamma_\pi). \quad (6)$$

Этот метод можно использовать для анализа пучков, состоящих из трех и более типов частиц. В этом случае нужно проводить измерения при различных значениях величины l .

Преимуществом предлагаемого метода наряду с его простотой является высокая интенсивность переходного излучения: около 10^{-2} фотонов на каждую частицу, что в $10^3 - 10^4$ раза больше, чем аналогичная величина в методе, предложенном в [1,2]. Кроме того, предложенный метод не содержит измерений дифференциальных характеристик излучения.

Список литературы

- [1] Верзилов В.А., Потылицин А.П. // Проблемы применения эффектов каналирования частиц кристаллами в физике высоких энергий. Протвино, 1991. С. 111-113.
- [2] Afanasenko V.P., Baryshevsky V.G. et al. // Phys. Lett. A. 1992. Vol. 170. P. 315-318.
- [3] Гарибян Г.М. Рентгеновское переходное излучение. Ереван: Изд-во АН Арм.ССР. 1983. 420 с.