

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПУЛЬСА ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В КАМЕРЕ ВИЛЬСОНА С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ*)

Импульс заряженной частицы, движущейся в магнитном поле камеры Вильсона, определяется по кривизне её траектории из известной формулы $pc = ZeHr$ только в том случае, если магнитное поле однородно во всём пространстве камеры Вильсона. Это необходимое условие сильно ограничивает экспериментальные возможности при работах с камерами, так как довольно трудно получать однородные поля больших размеров.

Предлагаемый метод определения импульса заряженных частиц лишён этого недостатка, что даёт возможность работы с камерами принципиально сколь угодно больших размеров. На неоднородное магнитное поле налагается лишь одно условие: оно должно быть симметричным относительно оси камеры.

Траектория заряженной частицы в магнитном поле определяется вариационным уравнением

$$\delta \int \left(p - \frac{e}{c} A \right) ds = 0, \quad (1)$$

где p — импульс частицы, e — её заряд, c — скорость света; A — вектор-потенциал, а ds — элемент длины вдоль траектории частицы. Пусть магнитное поле направлено параллельно оси z и симметрично относительно

*) А. М. Согмаск, Rev. Scient. Instrum. 24, № 3, 232 (1953).

этой оси. Тогда компоненты вектор-потенциала A в цилиндрических координатах равны:

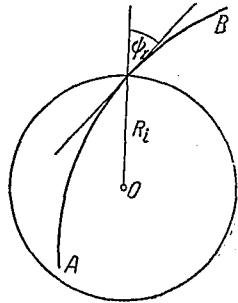
$$A_r = A_z = 0; \quad A_\theta = \frac{1}{r} \int_0^r \rho H(\rho) d\rho, \quad (2)$$

где $H(\rho)$ — напряжённость магнитного поля в функции радиуса ρ . Если траектория заряженной частицы лежит в плоскости, перпендикулярной оси z , то $ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2$ и уравнение (1) приобретает вид:

$$\delta \int \left[p(1 + r^2 \theta'^2)^{1/2} - \frac{e}{c} r A_\theta \theta' \right] dr = 0, \quad (3)$$

где $\theta' = \frac{d\theta}{dr}$. Соответствующее уравнение Эйлера может быть немедленно проинтегрировано, и в результате мы получим:

$$pr^2 \theta' (1 + r^2 \theta'^2)^{-1/2} - \frac{e}{c} \int_0^r \rho H(\rho) d\rho = \text{const.} \quad (4)$$



Уравнение (4) является дифференциальным уравнением движения частицы в магнитном поле $H(\rho)$.

Обозначим через O — центр камеры и совпадающий с ним центр магнитного поля (см. рисунок). AB — траектория частицы. Если обозначить через ψ_i — угол между касательной к траектории частицы и радиусом-вектором в точке, в которой частица пересекает круг радиуса R_i , то

$$\sin \psi_i = R_i \theta' (1 + R_i^2 \theta'^2)^{-1/2}. \quad (5)$$

Если ψ_1 и ψ_2 — значения ψ_i для точек пути на пересечении окружностей с радиусами R_1 и R_2 соответственно, то, комбинируя (4) и (5), получаем:

$$R_2 \sin \psi_2 - R_1 \sin \psi_1 = \frac{e}{pc} \int_{R_1}^{R_2} \rho H(\rho) d\rho; \quad (6)$$

если $\Phi(R_1, R_2)$ — магнитный поток между окружностями с радиусами R_1 и R_2 и p — импульс частиц в единицах $H\rho$, то уравнение (6) может быть записано в виде:

$$2\pi p (R_2 \sin \psi_2 - R_1 \sin \psi_1) = \Phi(R_1, R_2). \quad (7)$$

На фотоснимки треков частиц можно накладывать большое число кругов произвольных радиусов, что позволяет достаточно точно определять значения R_i . Напряжённость поля также может быть измерена с большой точностью, что обеспечивает соответственно точность вычисления значения $\Phi(R_1, R_2)$ для любой пары значений R_1 и R_2 . Погрешность определения p из уравнения (7) зависит поэтому исключительно от точности измерения ψ_1 и ψ_2 . Из симметрии трека относительно некоторого радиуса возможно

весьма точно найти значение R , для которого $\psi = \frac{\pi}{2}$. Соответствующая точка может быть затем использована для сопряжения с другими точками в целях получения нескольких измерений импульса, что даёт возможность компенсировать погрешности в определении отдельных значений ψ_i .

Р. Б.