

Ю. Ф. Орлов, С. А. Хевфец

Деполяризация пучка при движении в неоднородном магнитном поле

Для измерения магнитного момента μ частицы (электрона или μ — мезона) может быть использовано явление изменения поляризации частицы (первоначально продольной) при ее вращении в магнитном поле. Угол между направлением импульса частицы и ее спином (в системе покоя частицы) в момент времени t равен [1]

$$\psi' = 2\pi \frac{\Delta\mu}{\mu} \frac{E}{mc^2} \frac{t}{T} \quad (1)$$

Здесь $\Delta\mu/\mu$ относительная величина отличия магнитного момента частицы от дираковского значения (аномальность), E и T — полная энергия и период обращения частицы в магнитном поле.

Для точного определения $\Delta\mu/\mu$ необходимо очень большое число оборотов частицы. Так, для достижения относительной точности в измерении $\Delta\mu/\mu$ электрона порядка 10^{-6} необходимое число оборотов электрона составляет примерно 10^6 . Чтобы частицы не терялись во время эксперимента, магнитное поле должно быть фокусирующим, т. е. неоднородным. Однако, в неоднородном поле возникает деполяризация пучка.

Формула (1) остается справедливой также и в неоднородном поле, так как движение частицы в магнитном поле классично. Единственным отличием от случая однородного поля является лишь то, что период обращения T частицы зависит теперь от радиальных r и вертикальных z колебаний, которые испытывает частица в неоднородном поле

$$T = \frac{L}{v} = \frac{1}{v} \int_0^L \sqrt{\left(1 + \frac{r}{\rho}\right)^2 + \left(\frac{dr}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dz}{ds}\right)^2} ds, \quad (2)$$

где s — координата вдоль орбиты длины L ,

ρ — равновесный радиус,

v — скорость частицы.

Так как амплитуды колебаний разных частиц различны как вследствие различных начальных условий, так и из-за случайных причин (столкновение частицы с атомами остаточного газа), то возникает деполяризация пучка.

Воспользуемся уравнениями движения частицы по r и z координатам в магнитном поле вида

$$H = H_0 \left(1 - n \frac{r}{\rho} + m \frac{r^2}{\rho^2} + \dots \right). \quad (3)$$

Здесь n и m характеризуют величины градиента и второй производной поля. Из (2) нетрудно получить выражение для T через среднеквадратичные отклонения r и z — колебаний*

$$T = T_0 \left(1 + \frac{2m - n - n^2}{2(1-n)} \frac{\bar{r}^2 + \bar{z}^2}{\rho^2} \right). \quad (4)$$

Разброс углов ψ' , возникающий из-за колебаний частиц, оказывается таким образом равным

$$\Delta\psi' = 2\pi \frac{\Delta u}{\mu} \frac{E}{mc^2} \frac{2m - n - n^2}{2(1-n)} \frac{\bar{r}^2 + \bar{z}^2}{\rho^2} \frac{t}{T_0}. \quad (5)$$

При этом нужно иметь в виду, что если $\Delta\psi'$ для максимальных амплитуд достигает величины порядка 2π , то пучок окажется полностью деполяризованным. Поэтому равенство (5) накладывает жесткие ограничения на допустимые амплитуды колебаний частиц. В то же время из (5) нетрудно усмотреть и способы уменьшения деполяризации. Первый способ состоит в выборе такого магнитного поля, для которого параметры n и m удовлетворяют уравнению

$$2m - n - n^2 = 0. \quad (6)$$

Второй способ состоит в создании сильной связи вертикальных и радиальных колебаний и в выборе показателя спадания поля $n = 0,5$. При этом среднеквадратичные отклонения вертикальных и радиальных колебаний оказываются в среднем равными $\bar{r}^2 = \bar{z}^2$, а $\Delta\psi'$ уменьшается примерно в отношении τ/t , где τ — период перекачки из одной степени свободы в другую, t — полное время нахождения частицы в магнитном поле.

Заметим здесь, что выражение (5) справедливо только для магнитной системы без промежутков. При наличии промежутков нарушается равенство коэффициентов при $\bar{r}^2$ и $\bar{z}^2$ в формуле (5), так что вышеизложенные соображения должны быть пересмотрены.

Уравнения движения в электромагнитном поле частицы с зарядом e и массой m и ее спина s_i имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{du_i}{d\tau_0} &= \frac{e}{m} F_{ik} u_k, \quad i, k = 1, 2, 3, 4 \\ \frac{1}{c} \frac{ds_i}{d\tau_0} &= \frac{e}{m} \left(1 + \frac{\Delta u}{\mu} \right) F_{ik} s_k + \frac{e}{m} \frac{\Delta u}{\mu} F_{ik} u_k s_i, \end{aligned}$$

* Подчеркнем, что средние понимаются по времени для данной частицы, так что разные частицы имеют различные среднеквадратичные амплитуды.

где τ — собственное время частицы, F_{ik} — 4-тензор электромагнитного поля, u_i — 4-скорость частицы, s_i — 4-вектор ее спина.

Формулы (1), (4) и (5) были строго получены авторами настоящей работы путем решения этой системы уравнений для движения в магнитном поле, имеющем вид (3).

Физический институт
АН Армянской ССР

Поступила 28 VI 1959

Յու. Ֆ. Օսիպ. Ս. Ա. Խեֆեց

ՈՉ ՀԱՄԱՍԵՌ ՄԱԳՆԵՒԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՓՆՋԻԱՊ ԱՐԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ

Ա. Մ. Փ. Ո. Փ. Ո. Ս. Մ.

Հոգիավորում ուսումնասիրված է ոչ համասեռ մագնիսական դաշտում շարժվող մասնիկների ինչի ապարենացումը:

Ստացված են ապարենացման առաջնային արտահայտությունները:

Ցույց են տրված մեթոդներ՝ ոչ ցանկալի ապարենացումը փոքրացնելու համար:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Mendlowitz H., Case K. „Double scattering of Electrons with magnetic interaction“, Phys. Rev., **97**, № 1, 33, 1955;

Carrassi M., „The influence of the anomalous magnetic moment on the spin kinematics of electrons in a uniform magnetic field“, Nuovo Cimento, **7**, № 4, 524, 1958.