

ЧЕРЕНКОВСКОЕ РОЖДЕНИЕ ПИОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ НУКЛОНОВ С ЯДРАМИ

Д.Ф.Зарецкий, В.В.Ломоносов

Рассматривается один из возможных механизмов рождения пионов при столкновении релятивистских нуклонов с ядрами, аналогичный эффекту Черенкова в электродинамике.

Анализируются следствия, которые позволяют обнаружить этот процесс экспериментально.

В последнее время появились экспериментальные данные, связанные с процессом когерентного рождения пионов при столкновении релятивистских частиц с ядрами [1]. Теоретическая интерпретация полученных спектров на основе механизма рождения пионов в процессе нуклон-нуклонного взаимодействия сталкивается с определенными трудностями. В частности, не удается объяснить почему в полученных спектрах пионов отсутствуют резонансы, которые обычно проявляются в нуклон-нуклонном взаимодействии [1].

Одним из возможных механизмов рождения пионов при столкновении нуклона с ядром, может быть процесс, аналогичный хорошо известному в электродинамике эффекту Черенкова [2]. Ниже рассматривается этот механизм рождения пионов. В вакууме свободный нуклон излучать пион не может, так как в этом случае законы сохранения энергии и импульса одновременно не выполняются. В ядерной среде импульс пиона за счет сильного взаимодействия меняется. Феноменологически эти изменения можно описать путем введения коэффициента преломления для пионной волны, и поэтому законы сохранения энергии и импульса для излучения π -мезона нуклоном в ядерной среде могут одновременно выполняться.

Рассмотрим подробно случай псевдоскалярного взаимодействия пиона с нуклоном. Тогда гамильтониан такого взаимодействия имеет вид [3]:

$$H = iG \bar{\psi} \gamma_5 \tau \psi \phi, \quad (1)$$

где G – эффективная константа (вершина) взаимодействия нуклона с пионом в среде, $\bar{\psi}$ и ψ – нуклонное поле, ϕ – мезонное поле, τ – оператор изотопического спина, γ_5 – матрица Дирака. Будем считать, что волновые функции релятивистских нуклонов $\bar{\psi}_q$ и ψ_q дираковские плоские волны с 4-импульсами q' и q соответственно. Тогда, используя (1) можно получить выражение вероятности перехода нуклона из состояния q в состояние q' с излучением пиона с 4-импульсом $k = (\epsilon_\pi, \mathbf{p}_\pi)$, где $n(\epsilon_\pi)$ – коэффициент преломления ядерного вещества для пионов с энергией $\epsilon_\pi = \sqrt{m_\pi^2 + \mathbf{p}^2}$ ($\hbar = c = 1$)

$$dw_{+,0} = \frac{n^3(\epsilon_\pi) dp dq}{32\pi^2 \epsilon_\pi \epsilon' \epsilon} \delta^4(q - q' - k) |G|^2 A_{+(\omega)} [qq'] - m_p^2, \quad (2)$$

где $A_+ = 2$ — если излучаются заряженные пионы π^\pm и $A_0 = 1$ — для нейтральных пионов, $q(\epsilon, \mathbf{q})$, $q' = (\epsilon', \mathbf{q}')$ — 4-импульсы нуклонов до и после излучения пиона, m_p — масса нуклона. Для выяснения условия существования такого процесса исследуем законы сохранения энергии и импульса (отдачей ядра пренебрегаем):

$$\epsilon = \epsilon' + \epsilon_\pi, \quad \mathbf{q} = \mathbf{q}' + n\mathbf{p}. \quad (3)$$

Решая систему (3) получим выражение для косинуса угла между импульсом падающего нуклона \mathbf{q} и импульсом излученного пиона в ядерной среде:

$$\cos \theta = \frac{\epsilon_\pi}{nv(\epsilon_\pi^2 - m_\pi^2)^{1/2}} \left(1 + \frac{\epsilon_\pi(n^2 - 1)}{2\epsilon} - \frac{n^2 m_\pi^2}{2\epsilon \epsilon_\pi} \right), \quad (4)$$

где v — скорость налетающего нуклона. Условием существования излучения, как и в обычном эффекте Черенкова будет $|\cos \theta| \leq 1$. Из этого условия легко найти пороговое значение энергии пиона при данной скорости налетающего нуклона ($\epsilon_\pi/\epsilon \ll 1$):

$$\left(\frac{\epsilon_\pi}{m_\pi} \right)^2 \geq \frac{(vn)^2}{(vn)^2 - 1}. \quad (5)$$

Проинтегрировав выражение (2) по dq' и по направлению импульса пиона в среде получим для спектра излученных пионов выражение ($v \approx 1$):

$$w_{+(\circ)} = \frac{|G|^2}{16\pi} A_{+(\circ)} \frac{n^2(\epsilon_\pi) d\epsilon_\pi}{\epsilon |\mathbf{p}|} [\epsilon_\pi^2(n^2 - 1) - n^2 m_\pi^2]. \quad (6)$$

Аналогичным образом можно получить выражение для спектра излученных пионов в случае псевдовекторного варианта взаимодействия ($v \approx 1$):

$$w_{+(\circ)} = \frac{|F|^2}{8\pi} A_{+(\circ)} \frac{m_p^2}{m_\pi^2} \frac{n^2 d\epsilon_\pi}{\epsilon |\mathbf{p}|} [\epsilon_\pi^2(n^2 - 1) - n^2 m_\pi^2], \quad (7)$$

где F — эффективная константа (вершина) псевдовекторного варианта взаимодействия в ядерной среде. Поскольку коэффициент преломления $n(\epsilon_\pi)$ для малых энергий пиона в основном определяется амплитудой пион-нуклонного рассеяния в области Δ_{33} резонанса, то $n^2(\epsilon_\pi) > 1$. Численное значение коэффициента преломления можно найти, используя параметры оптического потенциала Кислингера для пионов [4].

В интервале изменения кинетической энергии пионов от 0 до 100 Мэв величина n^2 меняется от 4 до 11. Отсюда следует, что энергетический порог для рождения пионов нуклоном в среде с $v \sim 1$, как следует из (5), оказывается порядка $(\epsilon_\pi/m_\pi)^2 \sim 4/3$. Максимум спектрального распределения излученных пионов должен находиться слева от максимума Δ_{33} , в том месте, где коэффициент преломления максимален. Таким обра-

зом дополнительное указание о роли черенковского механизма излучения пионов при столкновении релятивистских нуклонов с ядрами можно получить измеряя угловое распределение этих пионов. Угол θ' , под которым вылетает пион в вакуум из ядра, определяется из граничного условия на поверхности ядра:

$$n \sin(\theta - \theta_n) = \sin(\theta' - \theta_n) \quad (8)$$

θ_n — угол между нормалью к поверхности ядра и направлением импульса падающего нуклона. Вблизи порога рождения пиона в среде $\theta = 0$, тогда из (8) имеем

$$\sin \theta' = \sin \theta_n (n \cos \theta_n \pm \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta_n}). \quad (9)$$

Из выражения (9) следует, что вблизи порога рождения угол θ' меняется в пределах $0 \leq \theta' \leq \arccos 1/n$, или для $n \approx 2$ $0 \leq \theta' \leq \pi/3$.

Институт атомной энергии
им. И.В. Курчатова

Поступила в редакцию
3 мая 1976 г.

Литература

- [1] H.N. Bingham. Coherent particle production on nuclei. Труды международного семинара М., сентябрь 1973 г. вып. 1, Атомиздат, 1974 г.
- [2] Д.И. Блохинцев, В.Л. Инденбом. ЖЭТФ, 20, 1123, 1950.
- [3] Г. Челлеи. Физика элементарных частиц. М., изд. Наука, 1976.
- [4] I. Hüfner. Physics Reports, 21C, №1, 1975.