

РАСПАД ГИПЕРЯДЕР С ДВУМЯ Λ -ЧАСТИЦАМИ

В работе изучаются корреляции в каскадных распадах гиперядер с 2Λ -частицами [1] типа

$$\begin{aligned} 2\Lambda z &\rightarrow \Lambda(z+1)^A + \pi^-, \quad \Lambda(z+1)^A \rightarrow (z+1)^{A-1} + p + \pi^-(a); \\ 2\Lambda z^A &\rightarrow \Lambda z^{A-1} + p + \pi^-, \quad \Lambda z^{A-1} \rightarrow z^{A-2} + p + \pi^-(b); \end{aligned}$$

где z — атомный номер ядра, A — барионное число. Ограничимся рассмотрением процессов, в которых нуклоны участвующих ядер находятся в s -состоянии (A).

В случае (A) метричные элементы как 1-го, так и 2-го распада представляются в виде произведения пространственной и спиновой частей, причем корреляция определяется спиновой частью [2]:

$$M^{\alpha\gamma} \int \Phi_2^* \chi_2^{\alpha+} \left(1 + \beta \frac{\bar{\sigma}\bar{k}}{k_0}\right) \Phi_1 \chi_1^\gamma d\tau = M \chi_2^{\alpha+} \left(1 + \beta \frac{\bar{\sigma}\bar{k}}{k_0}\right) \chi_1^\gamma, \quad (1)$$

где $M^{\alpha\gamma}$ — полный матричный элемент распада, M — его пространственная часть, χ_2^α , χ_1^γ — спиновые функции, Φ_2 , Φ_1 — пространственные функции, \bar{k} — импульс π -мезона константы $k_0 = 101 \frac{M_{\pi^0}}{c}$ [3] и $\beta^2 = 0,13$ [4].

Вероятность $d\omega$ -распада $H_{\Lambda\Lambda}^5 \rightarrow He_\Lambda^5 + \pi^-$, $He_\Lambda^5 \rightarrow He^4 + p + \pi^-(a_1)$, просуммированная по конечным и усредненная по начальным спинам, пропорциональна* [2]:

$$d\omega \sim d\omega_2 \left[1 - \frac{4\beta^2 \frac{k}{k_0} \frac{p}{k_0}}{\left(1 + \beta^2 \frac{k^2}{k_0^2}\right) \left(1 + \beta^2 \frac{p^2}{k_0^2}\right)} \cos \theta \right] d\Omega, \quad (2)$$

где $d\omega_2$ — вероятность 2-го распада, k , p — импульсы π -мезонов 1-го и 2-го распадов, $d\Omega$ — телесный угол, в котором наблюдается π -мезон 2-го распада, $\cos \theta = \frac{pk}{pk}$. (Здесь и в дальнейшем считается, что π -мезон 1-го распада вылетает в направлении оси z .)

После интегриации по переменным 2-го распада ** получаем

$$d\omega \sim \left[1 - \frac{8}{3} \frac{\beta^2 \frac{p_0}{k_0} \frac{k}{k_0}}{\left(1 + \frac{2}{3} \beta^2 \frac{p_0^2}{k_0^2}\right) \left(1 + \beta^2 \frac{k^2}{k_0^2}\right)} \cos \theta \right] d\Omega, \quad (3)$$

где $p_0 = 93 \frac{M_{\pi^0}}{c}$ [3]. Отсюда, если $\beta^2 = 0,13$ [4], то $d\omega \sim (1 - 0,46 \cos \theta) d\Omega$.

Корреляция в распаде*** $H_{\Lambda\Lambda}^4 \rightarrow H_\Lambda^4 + \pi^-$, $He_\Lambda^4 \rightarrow He^3 + p + \pi^-(a^2)$ отсутствует из-за нулевого спина He_Λ^4 [5].

* При выводах (2) были перемножены матричные элементы 1-го и 2-го распадов и произведено суммирование по промежуточным спинам. Полученный матричный элемент был возведен по модулю в квадрат и умножен на конечный вазовый объем.

** Интеграция по угловым переменным производится тривиально, интеграцию по p легко провести, используя теорему о среднем, ввиду присутствия острого максимума $d\omega_2(p)$ [3].

*** Вопрос о существовании ядра $H_{\Lambda\Lambda}^4$ не ясен.

В случае, если спин He_{Λ}^4 равен единице, корреляция в каскаде (a_2) была бы существенно меньше, чем в каскаде (a_1) [2]:

$$d\omega \sim \left[1 - \frac{8}{3} \frac{\beta^2 \frac{p_0}{k_0} \frac{k}{k_0}}{\left(1 + \frac{2}{3} \beta^2 \frac{p_0^2}{k_0^2}\right)} \cos \theta \right] d\Omega, \quad (4)$$

где $k = 112 \frac{M_{\pi e}}{c}$, $p_0 = 88$ [6].

В случае (A) единственно возможными типами распада являются (a_1) и (a_2). При выполнении (A) возможны следующие варианты распадов (b):

$$\begin{aligned} He_{\Lambda\Lambda}^6 &\rightarrow H_{\Lambda}^5 + p + \pi^-, \quad He_{\Lambda}^5 \rightarrow He^4 + p + \pi^-(b_1); \\ He_{\Lambda\Lambda}^5 &\rightarrow He_{\Lambda}^4 + p + \pi^-(b_2), \quad H_{\Lambda\Lambda}^5 \rightarrow H_{\Lambda}^4 + p + \pi^-(b_3); \\ H_{\Lambda\Lambda}^4 &\rightarrow H_{\Lambda}^3 + p + \pi^-, \quad H_{\Lambda}^3 \rightarrow H^2 + p + \pi^-(b_4). \end{aligned}$$

Независимо от типа распада гиперядер H_{Λ}^4 и H_{Λ}^4 (случаи b_2 и b_3) корреляция между 1-м и 2-м распадами отсутствует ввиду того, что спины He_{Λ}^4 и H_{Λ}^4 равны нулю [5].

Вероятность распада (b_1) пропорциональна

$$d\omega \sim d\omega_2 \left[d\omega_1 - (M_1^s M_1^t + M_1^{t*}) \frac{2\beta^2 \frac{k}{k_0} \frac{p}{k_0}}{1 + \beta^2 \frac{p^2}{k_0^2}} \varphi(k, \psi) du dt_1 \cos \theta \right] d\Omega, \quad (5)$$

где $d\omega_1$, $d\omega_2$ — вероятности 1-го и 2-го распадов, просуммированные по конечным и усредненные по начальным спинам, M_1^s , M_1^t — пространственные части матричных элементов 1-го распада, соответствующие синглетному и триплетному состояниям в системе. ($He_{\Lambda}^5 + p$), ψ_1 , ψ_2 — углы между направлениями вылета мезонов и протонов 1-го и 2-го распада, $\varphi(k, t_1) dk d\psi_1$ — фазовый объем состояния, образующегося в результате 1-го распада.

Поскольку при $M_1^s = M_1^t = M_1$ $d\omega_1 = |M_1|^2 \left(1 + \beta^2 \frac{k^2}{k_0^2}\right) \varphi(k, \psi) dk d\psi_1$, корреляция между ψ_1 и ψ_2 возможна лишь при учете взаимодействия в конечном состоянии, когда ($M_1^s \neq M_1^t$). Учитывая, что $M_1^{s,t}$, по-видимому, имеют резкий максимум в импульсном распределении, находим корреляцию по θ [2]:

$$d\omega \sim \left(1 - c \frac{4\beta^2 \frac{p_0^2}{k_0^2}}{\left(1 + \beta^2 \frac{p_0^2}{k_0^2}\right)^2} \cos \theta \right) d\Omega, \quad (6)$$

где $p = 93 \frac{M_{\pi e}}{c}$, $c \sim 1$.

Если $\beta^2 = 0,13$, (5) дает $d\omega (1 - 0,35 \cos \theta) d\Omega$.

В распаде (b_4):

$$d\omega \sim \left[1 - \frac{2}{9} \frac{\beta^2 \frac{k_1}{k_0} \frac{p_1}{k_0}}{\left(1 + \beta^2 \frac{k^2}{k_0^2}\right) \left(1 + \beta \frac{p_1^2}{k_0^2}\right)} \cos \theta \right] d\Omega, \quad (7)$$

где p_1 и k_1 — средние значения p и k .

Из сказанного сделаем некоторые выводы.

1. Корреляция между плоскостями 1-го и 2-го распадов (случай b) отсутствует, ибо согласно (1) спин коррелирует с импульсом π -мезона и не зависит от плоскости распада.

2. Корреляция резко ослабевает с увеличением спина остова промежуточного гиперядра (ср. (3) и (4), (6) и (7), что легко понять, ибо в этом случае роль спина Λ -частицы (от которого зависит корреляция) уменьшается.

3. В случае b (как видно из (5)) возможна незначительная корреляция между угловыми распределениями 1-го и 2-го распадов. Ее наблюдение представило бы большой интерес, ибо дало бы сведения о фазах рассеяния протона на гиперядре (корреляция возникает благодаря учету взаимодействия в конечном состоянии).

4. Корреляция между направлениями вылета π -мезонов 1-го и 2-го распадов может быть весьма существенной (см. (3) и (6)). Изучение ее дало бы возможность уточнить β^2 и спины гиперядер, ибо корреляция чувствительно зависит от этих величин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Danysz M. et al. Phys. Rev. Lett., **71**, 29, 1963.
2. Ведринский Р. В., Колесников Н. Н. ЖЭТФ, **45**, 1648, 1964.
3. Tand J. C. Nuovo Cim., **10**, 780, 1958.
4. Gronin J. W., Overseth O. E. Phys. Rev., **129**, 1795, 1963.
5. Attar R. G. et al. Nuvo Cim., **19**, 20, 1961.
6. Люлька В. А. ЖЭТФ, **39**, 471, 1960.

Поступила в редакцию
13.6 1965 г.

Кафедра
теоретической физики