# ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПРОТОННОЙ МИШЕНИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧЕТНОСТИ ИЗОБАРЫ

М.С.Дубовиков

Для определения четности изобары предлагаемым здесь методом не нужно измерять поляризацию бариона, родившегося в результате распада изобары. Поэтому наш метод может оказаться наиболее удобным в случае, если этот барион является нуклоном.

Предлагаемый метод основан на соотношениях между поляризационными эффектами в процессах, сохраняющих четность. Для процессов, в которых участвуют частицы со спином I/2, эти соотношения подробно обсуждаются в обзоре [I] . В [2] указан способ получения всех соотношений между поляризационными эффектами в процессах типа $a+b \to c+d$, в которых сохраняется четность,когда спин частиц произволен.

На соотношениях такого сорта основаны предлагавшиеся ранее методы определения четности гиперонов с использованием поляризованной протонной мишени [I,3,4] .

В работе [5] предлагается использовать поляризованную мишень для определения спина и четности изобары, причем нужно измерять и поляризацию бариона, родившегося в результате распада изобары. Но, как показали Байерс и Фенцер [6], для этой цели достаточно измерять поляризацию бариона при неполяризованной мишени.

Рассмотрим процесс

$$\Pi_1 + p \longrightarrow \Pi_2 + N^*, \qquad (1)$$

где $\Pi_1$, $\Pi_2$ - псевдоскалярные мезоны, $p$ - протон, $N^*$-изобара со спином $j \geq 3/2$.

Поляризационные моменты изобары $T_L^M$ выражаются через поляризационные моменты протона $t_\ell^m$ по формуле:

$$\sum_{L,M} \frac{2L+1}{2j+1} C^{j\lambda}_{j\lambda';LM} T_L^M = \frac{1}{F} \sum_{\substack{\ell,m,\\ \mu,\mu'}} f_{\lambda\mu}(\vartheta) f^*_{\lambda'\mu'}(\vartheta) \frac{2\ell+1}{2} C^{1/2\mu}_{1/2\mu';\ell m} t_\ell^m, \qquad (2)$$

где

$$F = \sum_{\substack{\lambda,\ell,m,\\ \mu,\mu'}} f_{\lambda\mu}(\vartheta) f^*_{\lambda\mu'}(\vartheta) \frac{2\ell+1}{2} C^{1/2\mu}_{1/2\mu';\ell m} t_\ell^m, \qquad (3)$$

$\lambda$, $\mu$ - спиральность изобары и протона соответственно, $f_{\lambda,\mu}(\vartheta)$- спиральная амплитуда рассеяния, которую мы определим несколько иначе, чем в известной работе [7]:

$$f_{\lambda\mu} = \langle \vartheta\varphi; \lambda | T | 0\varphi\mu | \rangle. \qquad (4)$$

Величины $|\vartheta\varphi;\lambda\rangle$ определим также несколько иначе, чем в [7]

$$|\vartheta\varphi;\lambda\rangle = \hat{R}_{\varphi,\vartheta,0} |00;\lambda\rangle, \qquad (5)$$

где $\hat{R}_{\alpha,\beta,\gamma}$ - оператор поворота на углы Эйлера $\alpha,\beta,\gamma$; $|00;\lambda\rangle$ - состояние $N^*$ и $\Pi_2$, когда импульс $N^*$ направлен вдоль положительной оси $x$, а спиральность $N^*$ равна $\lambda$.

Можно показать, что благодаря определению (4), (5) $f_{\lambda\mu}$ не зависит от угла $\varphi$. Используя определения (4), (5), а также приведенные в [7] свойства парциальных спиральных амплитуд, вытекающие из сохранения четности, и функций $d^{J}_{\lambda\mu}(\vartheta)$, легко показать, что в системе центра инерции

$$f_{\lambda\mu}(\vartheta) = \frac{\eta_{N^*}\,\eta_{\Pi_2}}{\eta_p\,\eta_{\Pi_1}}(-1)^{j-1/2+\lambda-\mu} f_{-\lambda,-\mu}(\vartheta), \tag{6}$$

где $\eta_{N^*}$, $\eta_p$, $\eta_{\Pi_1}$, $\eta_{\Pi_2}$ – четность $N^*$, р, $\Pi_I$, $\Pi_2$ соответственно.

Можно показать, что соотношение (6) сохраняет свой вид и в лабораторной системе. Заменяя в (2) $f_{\lambda\mu}$ или $f^*_{\lambda'\mu'}$, согласно (6), можно получить все соотношения между поляризационными эффектами процесса (I).

В частности, если мишень поляризована под углом $\pi/4$ к падающему пучку мезонов и изобара рассеивается в плоскости, в которой лежит падающий пучок и вектор поляризации мишени $\vec{\xi}$, то имеют место соотношения:

$$\sum_{L\,\text{чет}} (2L+1)\, C^{j\,(M-M')/2}_{j-(M+M')/2;\,LM}\ \operatorname{Im} T^{M}_{L}(\vartheta) =$$

$$= \frac{\eta_{N^*}}{\eta_p}(-1)^{j+(M-M')/2} \sum_{L'\,\text{чет}} (2L'+1)\, C^{j\,(M'-M)/2}_{j-(M'+M)/2;\,L'M'}\ \operatorname{Im} \tilde{T}^{M'}_{L'}(\vartheta), \tag{7}$$

где $T^{M}_{L}(\vartheta)\ (\tilde{T}^{M}_{L}(\vartheta))$ – поляризационные моменты изобары, рассеянной на угол $\vartheta$ относительно падающего пучка в сторону $\vec{\xi}_{\perp}$ $(-\vec{\xi}_{\perp})$, $\vec{\xi}_{\perp}$ – проекция вектора поляризации мишени $\vec{\xi}$ на плоскость, перпендикулярную падающему пучку. В качестве осей $z, y$, относительно которых определены $T^{M}_{L}$, $\tilde{T}^{M}_{L}$, выбраны направления $\vec{P}_{N^*}$ и $[\vec{P}_{\Pi_1}\,\vec{P}_{N^*}]$ соответственно. ($\vec{P}_{N^*}$, $\vec{P}_{\Pi_1}$ – импульсы $N^*$, $\Pi_I$). Формула (7) представляет собою фактически совокупность $(j^2-1/4)$ независимых равенств (при различных М, М$'$; по М, М$'$ суммирования в (7), конечно, не подразумевается). М,М$'$ должны быть различной четности, $|M|+|M'|\le 2j$, можно считать $M>0$, $M'>0$, так как $T^{M}_{L} = (-1)^{M}\, T^{M*}_{L}$.

Если мишень не поляризована, то входящие в (7) поляризационные моменты равны нулю.

Для того чтобы с помощью (7) определить четность изобары $\eta_{N^*}$, нужно измерить $Im\,T_L^M(\vartheta)$, $Im\,\tilde{T}_L^M(\vartheta)$ с четными $L$. Как известно [6], поляризационные моменты с четным $L$ определяются по угловому распределению продуктов распада изобары.

Предлагаемый метод годится и для определения четности $\Omega$ -гиперона.

Напишем равенства (7) в случае, если спин изобары $j = 3/2$ :

$$Im\,T_2^1(\vartheta) = -\frac{\eta_{N^*}}{\eta_p}\,Im\,\tilde{T}_2^2(\vartheta),$$
$$Im\,T_2^2(\vartheta) = \frac{\eta_{N^*}}{\eta_p}\,Im\,\tilde{T}_2^1(\vartheta). \qquad (7)$$

Автор выражает искреннюю признательность Л.И.Лапидусу и Ю.А.Симонову за полезные дискуссии.

Московский
физико-технический
институт

Поступило в редакцию
10 ноября 1965 г.

## Литература

[1] С.М.Биленький, Л.И.Лапидус, Р.М.Рындин. УФН, 84, 243, 1964.
[2] М.С.Дубовиков. Ядерная физика, 3, № 2, 1966.
[3] G.Shapiro. Phys. Rev., 134 B, 1393, 1964.
[4] S.M.Bilenky, R.M.Ryndin. Phys. Lett., 18, 346, 1964.
[5] M.K.Gaillard. Nuovo Cim., 32, 1306, 1964.
[6] N.Byers, S.Fenster. Phys. Rev. Lett., 11, 52, 1963.
[7] M.Jacob, G.C.Wick. Ann.Phys., 7, 404, 1959.