ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики
Лаборатория ядерных проблем

D-489

Л.И. Лапидус, Чжоу Гуан-чжао

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ И ОКОЛОПОРОГОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ

ЖЭТФ, 1960, т 39, в. 2, стр. 364-372.

Дубна 1960 год

D-489

Л.И.Лапидус, Чжоу Гуан-чжао

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ И ОКОЛОПОРОГОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ

Направлено в ЖЭТФ.

А н н о т а ц и я

Показано, что в энергетическом спектре частиц a от реакции вида $A+B \to a+C+\mathcal{D}$ вблизи порога реакции $C+\mathcal{D} \to E+F$ возможно появление энергетических немонотонностей.

В качестве примера анализируется спектр K -мезонов от реакции $N+N \to \Lambda+N+K$ в области энергий Λ-N пары вблизи порога процесса $\Lambda+N \to \Sigma+N$. Для процесса $p+p \to \Lambda+N+K$ получены энергетический спектр K -мезонов, когда налетающие нуклоны неполяризованы, и поляризация барионов, когда налетающие нуклоны поляризованы.

Обсуждаются энергетические немонотонности в спектре частиц для ряда других реакций.

В приложении анализируется рождение Y-K пары в n-p соударениях и обсуждается случай скалярной K -частицы.

1. Введение

Известно, что в процессах рождения частиц взаимодействие двух образующихся частиц влияет на энергетический спектр и угловое распределение третьей частицы. В некоторых случаях эффект взаимодействия в конечном состоянии может быть отделен от первичного механизма рождения частиц. Это имеет место, когда эффективный радиус первичного взаимодействия много меньше радиуса взаимодействия пары частиц в конечном состоянии. Более того, если взаимодействие пары частиц с другими разлетающимися частицами оказывается слабым, взаимодействие двух частиц в конечном состоянии можно характеризовать двухчастичными длинами рассеяния.

Теория взаимодействия в конечном состоянии была применена Мигдалом[1], Брюкнером и Ватсоном[2] и Парунцевой[3] к рождению мезонов в N-N столкновениях. Недавно Хенлей[4], Фельдман и Мэтьюз[5] применили ее к анализу реакции

$$N+N \to Y+N+K. \qquad /1/$$

Они показали, что энергетический спектр K -мезонов сильно деформируется под влиянием Y-N -взаимодействия.

Карплус и Родберг[6] обобщили теорию взаимодействия в конечном состоянии на тот случай, когда сильное взаимодействие в конечном состоянии может привести к неупругому процессу.

В настоящей работе мы покажем, что вблизи порога рождения Σ -гиперона в энергетическом спектре K -частиц, образующихся вместе с Λ -гиперонами, будут иметь место некоторые аномалии. Они являются новым примером околопороговых аномалий, которые усиленно изучаются в последние годы[7].

Форма и вид околопороговых аномалий, помимо сечения нового неупругого процесса, зависят от спина и четности частиц. Изучение с достаточной точностью этих аномалий может помочь определить эти свойства рождающихся частиц.

В предположении о том, что конечное состояние реакции /1/ описывается синглетной и триплетной S -волнами Y-N системы, во втором разделе настоящей работы анализируется кинематика реакции и получены выражения для энергетического спектра K -мезонов и поляризации Λ -частиц и нуклонов, когда падающий пучок нуклонов поляризован.

В третьем разделе дается общая формулировка теории неупругого взаимодействия в конечном состоянии. Мы исходим из унитарности S -матрицы и аналитичности амплитуды реакции.

В § 4 рассматриваются локальные околопороговые аномалии в энергетическом спектре K-мезонов в реакции $N+N \to \Lambda+N+K$ вблизи порога образования Σ -гиперона.

В заключении указаны некоторые другие подобные процессы и обсуждается возможное обобщение развитого метода на эти процессы.

2. Кинематика. Феноменологический анализ

Введем координаты Якоби в конечном состоянии трехчастичной системы

$$\vec{R} = \frac{M_N \vec{r}_N + M_Y \vec{r}_Y + M_K \vec{r}_K}{M_N + M_Y + M_K} \; ; \; \vec{\rho} = \vec{r}_K - \frac{M_N \vec{r}_N + M_Y \vec{r}_Y}{M_N + M_Y} \; ; \; \vec{r} = \vec{r}_N - \vec{r}_Y , \qquad /2/$$

где M_N, M_Y и M_K - массы нуклона, гиперона и K -мезона, соответственно; $\vec{r}_N$, $\vec{r}_Y$ и $\vec{r}_K$ - их координаты. Импульсами, сопряженными к $\vec{R}$, $\vec{\rho}$ и $\vec{r}$ будут $\vec{P}$, $\vec{P}_Y$ и $\vec{q}$, соответственно. Полная энергия E в новых переменных равна

$$E = \frac{P_Y^2}{2m_Y} + \frac{q^2}{2\mu_Y} + M_K + M_Y - M_N \qquad (\text{с.ц.и}), \qquad /3/$$

где

$$m_Y = \frac{M_N M_Y}{M_N + M_Y}$$

$$\mu_Y = \frac{M_K (M_N + M_Y)}{M_K + M_N + M_Y} \qquad /4/$$

полная масса и соответствующие приведенные массы.

Фазовый объем конечного состояния выражается через p и q в следующем виде

$$dJ = m_Y\, p_Y\, q^2 dq\, d\Omega_p\, d\Omega_q, \qquad /5/$$

где $d\Omega_p$ и $d\Omega_q$ - телесные углы импульсов p_Y и q, соответственно.

Рассмотрим для определенности реакцию

$$p+p \to \Lambda + p + K^+ \qquad /6/$$

ниже порога реакции

$$p+p \to \Sigma^0 + p + K. \qquad /7/$$

Доступная энергия конечного состояния реакции /6/ в системе центра масс не превышает 80 Мэв, так что можно предположить, что образовавшиеся частицы находятся в S -состоянии.

Представим элемент S -матрицы в виде

$$\langle \Lambda p K^+ | S | pp \rangle = -2\pi i\, \delta(E_i - E_f) \langle \Lambda p K^+ | T | pp \rangle. \qquad /8/$$

Если K -мезон является псевдоскалярной частицей, спиновая структура T - матрицы имеет вид

$$\langle \Lambda p K | T | pp \rangle = A_\Lambda (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{k}) + B_\Lambda \{ (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2, \vec{k}) + i (\vec{k}[\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2]) \}$$
$$+ C_\Lambda \{ (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2, \vec{k}) - i (\vec{k}[\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2]) \}, \qquad /9/$$

где $\vec{\sigma}$ - матрица спина, $\vec{k}$ - единичный вектор по направлению налетающего протона; A_Λ, B_Λ и C_Λ - скалярные функции полной энергии E и относительного импульса p_Λ пары Λ-N. Так как в начальном состоянии имеются две тождественные частицы, элемент T - матрицы необходимо антисимметризовать по двум начальным протонам. Можно показать, что это приводит к тому, что $B_\Lambda = 0$.

Выражение для сечения реакции /6/ с неполяризованными частицами имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p\, d\Omega_q\, dT} = (2\pi)^4 \frac{E}{2(E^2-4M_N^2)^{1/2}} (2m_\Lambda \mu_\Lambda)^{3/2} \left[T(T_{max}-T)\right]^{1/2} \times \qquad /10/$$

$$\times \left[|A_\Lambda + C_\Lambda|^2 + |A_\Lambda - C_\Lambda|^2 + 2|C_\Lambda|^2\right],$$

где $T = \frac{q^2}{2\mu_\Lambda}$ - кинетическая энергия K- мезона относительно центра масс Λ-N системы.

Если протоны в начальном состоянии поляризованы /вектор поляризации $\vec{\mathcal{P}}$ /, то $\vec{P}_\Lambda$ - вектор поляризации Λ -частицы в конечном состоянии будет равен

$$\vec{P}_\Lambda \left[2|A_\Lambda|^2 + 4|C_\Lambda|^2\right] = 2\left[|A_\Lambda + C_\Lambda|^2 - |C_\Lambda|^2\right] (\vec{k}\vec{\mathcal{P}})\vec{k} +$$

$$+ \left[|A_\Lambda - C_\Lambda|^2 - |A_\Lambda + C_\Lambda|^2\right] \vec{\mathcal{P}}. \qquad /11/$$

Выражение для поляризации нуклонов в конечном состоянии отличается от /11/ знаком перед C_Λ .

3. Упругое взаимодействие в конечном состоянии

Рассмотрим условие унитарности

$$\langle \Lambda pK|T-T^+|pp\rangle = 2\pi i \sum_n \langle \Lambda pK|T|n\rangle \langle n|T^+|pp\rangle\, \delta(E_i - E_n), \qquad /12/$$

где $|n\rangle$ - возможное промежуточное состояние, лежащее на той же энергетической поверхности, что и начальное состояние. Предположим, что в рассматриваемой области энергий мнимая часть T - матрицы связана, в основном, с сильным взаимодействием Λ-p - системы. Тогда мы можем пренебречь в правой части /12/ всеми промежуточными состояниями , кроме ΛpK состояния и приближенно заменим $\langle \Lambda pK|T|\Lambda' p' K'\rangle$ на $\langle \Lambda p|T|\Lambda' p'\rangle \langle K|K'\rangle$.
Это означает, что мы пренебрегаем взаимодействием между K -мезоном и Λ-p парой.

Матричный элемент $\langle \Lambda p | T | \Lambda' p' \rangle$ в области малых энергий равен

$$\langle \Lambda p | T | \Lambda' p' \rangle = (4\pi^2 p_\Lambda m_\Lambda)^{-1} \left[\frac{1}{4} (3 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \alpha_3 + \frac{1}{4} (1 - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \alpha_1 \right], \qquad /13/$$

где

$$\alpha_3 = e^{i\delta_3} \sin\delta_3 \qquad /14/$$

и

$$\alpha_1 = e^{i\delta_1} \sin\delta_1 , \qquad /14'/$$

а δ_1 и δ_3 - фазы рассеяния в синглетном и триплетном состояниях, соответственно.

Опираясь на все эти предположения и учитывая инвариантность при обращении времени, из /12/ получаем

$$\mathrm{Im}\, A_\Lambda = \frac{\mathrm{Re}\, \alpha_3}{1 - \mathrm{Im}\, \alpha_3} \cdot \mathrm{Re}\, A_\Lambda = \frac{\mathrm{Im}\, \alpha_3}{\mathrm{Re}\, \alpha_3} \mathrm{Re}\, A_\Lambda = \mathrm{tg}\, \delta_3 \cdot \mathrm{Re}\, A_\Lambda$$

$$\mathrm{Im}\, C_\Lambda = \mathrm{tg}\, \delta_1 \cdot \mathrm{Re}\, C_\Lambda \qquad /15/$$

$$A_\Lambda = (1 + i\, \mathrm{tg}\, \delta_3)\, \mathrm{Re}\, A_\Lambda \cong (1 + i a_3 p_\Lambda)\, \mathrm{Re}\, A_\Lambda$$

$$C_\Lambda = (1 + i\, \mathrm{tg}\, \delta_1)\, \mathrm{Re}\, C_\Lambda \cong (1 + i a_1 p_\Lambda)\, \mathrm{Re}\, C_\Lambda .$$

Из /15/ видно, что при $\delta \to 0$, т.е. в отсутствии взаимодействия в конечном состоянии, величины A_Λ и C_Λ являются действительными функциями. В рассматриваемой нами области энергий матричный элемент матрицы реакции является функцией двух величин — полной энергии E и ω - полной энергии Λ-p -системы.

Если все особенности амплитуды связаны с физическими процессами, то A_Λ и C_Λ как аналитические функции ω и E можно представить в виде

$$\frac{e^{i\delta(\omega)} \sin\delta(\omega)}{p_\Lambda a} f(\omega)\, F_\Lambda(E) , \qquad /16/$$

где $f(\omega)$ - целая функция, которую для малых энергий можно заменить на константу.

Таким образом, окончательно апроксимируем A_Λ и C_Λ выражениями

$$A_\Lambda = \frac{e^{i\delta_3}\sin\delta_3}{P_\Lambda a_3} A^\circ_\Lambda$$

$$C_\Lambda = \frac{e^{i\delta_1}\sin\delta_1}{P_\Lambda a_1} C^\circ_\Lambda , \qquad /16'/$$

где a_3 и a_1 - триплетная и синглетная длины Λ-P рассеяния в S -состоянии, а A°_Λ и C°_Λ приближенно можно считать действительными функциями только полной энергии E .

Следовательно, учет унитарности S -матрицы и аналитичности амплитуды реакции приводит непосредственно к основным результатам теории взаимодействия в конечном состоянии /см.например[8]/.

С учетом /16/ выражения для сечения реакции и поляризации Λ -частиц можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{dT} = (2\pi)^4 \frac{E}{2(E^2-4M_N^2)^{1/2}} (4\pi)^2 (2m_\Lambda\mu_\Lambda)^{3/2} \left[T(T_{max}-T)\right]^{1/2} \times$$

$$\left[2\frac{\sin^2\delta_3}{(P_\Lambda a_3)^2}|A^\circ_\Lambda|^2 + 4\frac{\sin^2\delta_1}{(P_\Lambda a_1)^2}|C^\circ_\Lambda|^2\right] ; \qquad /17/$$

$$\vec{P}_\Lambda\left[\frac{\sin^2\delta_3}{(P_\Lambda a_3)^2}|A^\circ_\Lambda|^2 + 2\frac{\sin^2\delta_1}{(P_\Lambda a_1)^2}|C^\circ_\Lambda|^2\right] = \left[\frac{\sin^2\delta_3}{(P_\Lambda a_3)^2}|A^\circ_\Lambda|^2 + \right. \qquad /18/$$

$$\left. + 2A^\circ_\Lambda C^\circ_\Lambda \frac{\sin\delta_1\sin\delta_3\cos(\delta_1-\delta_3)}{P_\Lambda^2 a_3 a_1}\right](\vec{k}\vec{\zeta})\vec{k} - 2A^\circ_\Lambda C^\circ_\Lambda \frac{\sin\delta_1\sin\delta_3\cos(\delta_1-\delta_3)}{P_\Lambda^2 a_3 a_1}\vec{\zeta}$$

$\left(p_\Lambda^2 = 2m_\Lambda(T_{max}-T)\right)$. Если в правой части /18/ изменить знак перед C°_Λ получается выражение для поляризации нуклонов отдачи. Выражение /17/ и /10/ можно рассматривать как обобщение результатов Хенлея, который пренебрегал зависимостью матрицы реакции от спина.

Из /17/ и /18/ видно, что исследование энергетического спектра K -мезонов и особенно поляризации Λ -частиц и нуклонов оказывается очень полезным для определения длин Λ-P -рассеяния.

4. Неупругое взаимодействие. Околопороговые особенности

При увеличении энергии открывается Σ -канал и можно ожидать изменения спектра K -мезонов и других величин в канале $\Lambda K p$.

В этом случае в условии унитарности /8/ мы должны рассмотреть в качестве возможного промежуточного состояния также и состояние $|\Sigma N k\rangle$. Мы ограничимся взаимодействием только в S -состоянии..

Как и в предыдущем разделе примем, что[x/]

$$\langle \Lambda N k | T | \Sigma N' k' \rangle \cong \langle \Lambda N | T | \Sigma N' \rangle \langle k | k' \rangle$$

и учтем, что

$$\langle \Lambda N | T | \Sigma N \rangle = \left[4\pi^2 p_\Lambda^{1/2} p_\Sigma^{1/2} m_\Lambda^{1/2} m_\Sigma^{1/2} \right]^{-1} \left[\frac{1}{4} (3 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \beta_3 + \frac{1}{4} (1 - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \beta_1 \right] \qquad /19/$$

где индексами Λ и Σ отмечаются величины в соответствующих каналах

$$p_\Sigma = \left[2 m_\Sigma (E' - T) \right]^{1/2} \quad , \quad E' = E - M_\Sigma + M_\Lambda . \qquad /20/$$

Предполагая, что связанные состояния $p - \Sigma$ -системы отсутствуют, в области малых энергий представим зависимость β_3 и β_1 от энергии в виде

$$\beta_3 = b_3 p_\Sigma^{1/2} \quad , \quad \beta_1 = b_1 p_\Sigma^{1/2} , \qquad /21/$$

если внутренние четности Σ и Λ совпадают.

Влияние Σ канала скажется для Λ - канала не только в виде дополнительного слагаемого в условии унитарности /8/, но также в виде дополнительного слагаемого в матричном элементе матрицы $\Lambda - p$ рассеяния, пропорционального p_Σ .

$$\alpha_3 = \alpha_3^0 + i C_3 p_\Sigma \quad , \quad \alpha_1 = \alpha_1^0 + i C_1 p_\Sigma , \qquad /22/$$

---

x/ Учет слагаемых вида $\langle pp | T^+ | pp \rangle \langle pp | T | Y N' k' \rangle$, малых для данной реакции, но необходимых в ряде случаев, усложняет выражения, не меняя основного результата.

где

$$C_{1,3} = \frac{p_\Lambda}{4\pi}\,\sigma_{1,3}^{\Sigma\to\Lambda}\,, \qquad /23/$$

а $\sigma_{2j}^{\Sigma\to\Lambda}$ - полное сечение реакции $\Sigma+N\to\Lambda+N$ в состоянии с моментом j. С учетом /19/-/23/ мы получаем из /8/, что

$$\begin{aligned} \mathrm{Im}\,A_\Lambda &= (\mathrm{Im}\,A_\Lambda)_{p_\Sigma=0} + A_\Lambda' p_\Sigma \\ \mathrm{Im}\,C_\Lambda &= (\mathrm{Im}\,C_\Lambda)_{p_\Sigma=0} + C_\Lambda' p_\Sigma\,, \end{aligned} \qquad /24/$$

где

$$\begin{aligned} A_\Lambda' &= tg^2\delta_3\cdot A_\Lambda^\circ\cdot\frac{p_\Lambda}{4\pi}\,\sigma_3^{\Sigma\to\Lambda}(p_\Sigma=0) + \frac{A_\Sigma^\circ b_3}{\cos^2\delta_3} \\ C_\Lambda' &= tg^2\delta_1\cdot C_\Lambda^\circ\cdot\frac{p_\Lambda}{4\pi}\,\sigma_1^{\Sigma\to\Lambda}(p_\Sigma=0) + \frac{C_\Sigma^\circ b_1}{\cos^2\delta_1} \end{aligned} \qquad \left(\delta_{1,3}\neq\frac{\pi}{2}\right) \qquad /25/$$

Соотношение /24/ справедливо, когда кинетическая энергия K -мезона T меньше E'. При $T>E'$ становится невозможным рождение реальной Σ -частицы и мы должны положить

$$p_\Sigma \to i\,k_\Sigma\,,$$

где

$$k_\Sigma = \sqrt{2m_\Sigma(T-E')}\,, \qquad T>E'$$

так что слагаемое, которое зависит линейно от k_Σ появляется в действительной части амплитуды реакции.

Наличие слагаемых, пропорциональных p_Σ $(T<E')$ и k_Σ $(T>E')$ приводит к обращению в бесконечность производной по энергии в энергетическом спектре K -мезонов и в зависимости от энергии поляризации Λ -частиц /и нуклонов/.

Порядок величины этих аномалий следует из /24/ и /25/, а их форма зависит от относительного знака A_Λ°, A_Σ°, $b_{3,1}$ и δ. Все четыре случая аномалий, обсуждавшихся в литературе для бинарных реакций, могут иметь место и в настоящем случае.

Отметим, что и в общем случае величины, заменяющие A_Λ' и C_Λ' имеют слагаемые, как связанные непосредственно с взаимодействием в конечном состоянии, так и не обусловленные им.

Все выражения в разделах 2,3 и 4 даны для рождения частиц в p-p-соударениях. Нетрудно обобщить их на случай π-p соударения. Это сделано в приложении. Там же обсуждается случай скалярной K -частицы.

Подчеркнем, что полученные в настоящем разделе выражения относятся к взаимодействию в S -состоянии конечной системы. Относительно большая разность масс Σ и Λ гиперонов делает затруднительным применение теории неупругого взаимодействия к анализу реакции /1/, однако основного утверждения о существовании в спектре немонотонности и причинах ее появления это не меняет.

Ранее было показано /9/, что прямое аналитическое продолжение $p_\Sigma \to i k_\Sigma$ невозможно проводить, когда вблизи порога имеется резонанс. В этом случае необходимо привлечение метода дисперсионных соотношений. Так как аналитическое поведение амплитуды реакции, как функции ω, неясно, мы не проводили такого анализа. Однако, даже если такой резонанс имеет место, можно ожидать энергетической немонотонности при относительной энергии Λ-N пары, равной порогу нового канала.

Если Σ и Λ имеют противоположные четности, первый член разложения в /22/ начнется с p_Σ^3 и в бесконечность обращается лишь вторая производная по энергии.

Следовательно, изучение пороговых аномалий в энергетическом спектре K -мезонов при достаточной высокой точности может оказаться полезным для определения относительной четности Σ и Λ частиц.

5. Обсуждение

Таким образом, эндотермические неупругие взаимодействия вида $C+\mathcal{D}\to$ $\to E+F$ в конечном состоянии реакции $A+B\to a+C+\mathcal{D}$ в силу аналитичности и унитарности S -матрицы могут приводить к энергетическим немонотонностям в спектре частиц a .

Для экспериментального исследования этих особенностей требуются, конечно, хорошие точности и высокие энергетические разрешения. Но в результате обнаружения и изучения их могут быть получены сведения о взаимодействии нестабильных частиц, о их спине и четности.

Выше мы рассмотрели рождение гиперонов и K -мезонов в N-N -соударениях. Отметим ряд других процессов, в которых могут иметь место подобные аномалии, изучение которых может дать сведения о взаимодействии нестабильных частиц.

В спектре π^+ -мезонов от реакции

$$K^- + p \to \Lambda + \pi^- + \pi^+ \qquad /26/$$

вблизи порога

$$\pi^- + \Lambda \to \Sigma^- + \pi^0 \qquad /27/$$

будет иметь место аномалия, величина и характер которой через амплитуду реакции /27/ связаны с K^--p рассеянием при малых энергиях.

В спектре протонов от процесса рождения π -мезонов K -мезонами

$$K^- + p \to p + \pi^0 + K^- \qquad /28/$$

возможна аномалия при энергии, соответствующей порогу реакции

$$\pi^0 + K^- \to \bar{K}^0 + \pi^-, \qquad /29/$$

если существуют силы, приводящие к подобной реакции.

Если попытаться построить лагранжиан π-K взаимодействия и исключить из рассмотрения взаимодействия с производными , то получающееся выражение

$$L_{int} = g \left(\varphi^i_\pi \cdot \varphi^i_\pi \right) \left(\varphi^k_\theta \varphi^k_\theta \right),$$

инвариантно при вращении изотопического спина каждой частицы и все процессы K-π рассеяния с изменением заряда оказываются запрещенными.

В более общих предположениях запрета реакции - /29/ получить не удается, поэтому обнаружение энергетической немонотонности в спектре протонов от реакции /28/ представляло бы интерес с точки зрения изучения симметрии π-K -взаимодействия.

Из реакций с участием двух π -мезонов интересно отметить, что в распределении нуклонов от реакций

$$\gamma + p \rightarrow p + \pi^0 + \pi^0$$
$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0 + \pi^0 \qquad /30/$$

могут иметь место подобные аномалии при относительной энергии π^0 -мезонов, превышающей 9 Мэв, когда становится возможной реакция перезарядки

$$\pi^0 + \pi^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+. \qquad /31/$$

Учет пороговых явлений в реакции /31/ может привести к заметным эффектам в теории π-π -взаимодействия при малых энергиях.

Существование порога в реакции /31/ может привести к немонотонности в спектре заряженных π -мезонов от τ' -распада

$$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 + \pi^0.$$

Аналогично /30/ в спектре нуклонов от реакций

$$\gamma + p \rightarrow p + K^- + K^+$$
$$\pi^- + p \rightarrow n + K^+ + K^- \qquad /32/$$

вблизи порога реакции

$$K^- + K^+ \rightarrow \bar{K}^0 + K^0 \qquad /33/$$

могут иметь место энергетические аномалии, связанные с K-K -взаимодействием. Более того, в конечном состоянии реакции /33/ отсутствует кулоновское взаимодействие, которое может смазать немонотонность /см. [10] /.

В спектре протонов от реакции

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0 \qquad /34/$$

вблизи порога

$$\pi^0 + p \rightarrow n + \pi^+$$

и в спектре π^+ -мезонов от реакции

$$p + p \rightarrow n + p + \pi^+ \qquad /35/$$

вблизи порога

$$n+p \rightarrow d+\pi^{o}$$

также будут иметь место энергетические немонотонности[x/].

Приложение

А. Рождение псевдоскалярного К-мезона в $n-p$ соударении

В $n-p$ соударениях имеются две возможности для образования Λ -частицы

$$n+p \rightarrow \Lambda+p+K^{o} \qquad /A1/$$

$$n+p \rightarrow \Lambda+n+K^{+}. \qquad /A2/$$

Обозначим амплитуды реакций в изотопически синглетном и триплетном состояниях через T_0 и T_1, соответственно. Реакция /A1/ описывается тогда амплитудой $\frac{1}{2}(T_1+T_0)$, а реакция /A2/ $\frac{1}{2}(T_1-T_0)$. Спиновая зависимость изотопически триплетной амплитуды дается /9/ при $B_\Lambda=0$, в то время как

$$\langle \Lambda N K | T_0 | N N \rangle = B_\Lambda \left\{ (\vec{\sigma}_1-\vec{\sigma}_2, \vec{k}) + i(\vec{k}[\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2]) \right\}. \qquad /A3/$$

При сделанных ранее предположениях мы можем учесть взаимодействие в конечном состоянии, положив

$$B_\Lambda = B_\Lambda^{o} \frac{e^{i\delta_3} \sin\delta_3}{p_\Lambda a_3}, \qquad /A4/$$

где B_Λ^{o} - функция полной энергии E.

Выражения для сечения рождения и поляризации Λ -частиц имеют вид

---

x/ Длины рассеяния при малой энергии $\pi^{o}-p$ системы отличаются от получающихся в рамках изотопической инвариантности ввиду существования нарушающих изотопическую инвариантность немонотонностей, связанных с реакцией

$$\pi^{o}+p \rightarrow n+\pi^{+}.$$

Оценка с помощью дисперсионных соотношений приводит к $\sim 5\%$ поправкам.

$$\frac{d\sigma}{dT} = (2\pi)^4 \frac{E}{2[E^2-4M_N^2]^{1/2}} \frac{1}{4} (4\pi)^2 (2m_\Lambda \mu_\Lambda)^{3/2} \left[T(T_{max}-T)\right]^{1/2} \times$$
$$\left[|A_\Lambda + C_\Lambda \pm B_\Lambda|^2 + |A_\Lambda - C_\Lambda \mp B_\Lambda|^2 + 2|C_\Lambda \mp B_\Lambda|^2 \right] \qquad /A5/$$

и

$$\vec{P}_\Lambda \left[|A_\Lambda + C_\Lambda \pm B_\Lambda|^2 + |A_\Lambda - C_\Lambda \mp B_\Lambda|^2 + 2|C_\Lambda \mp B_\Lambda|^2 \right] = 2\left[|A_\Lambda + C_\Lambda \pm B_\Lambda|^2 - \right.$$
$$\left. - |C_\Lambda \mp B_\Lambda|^2 \right] (\vec{k}\vec{\mathcal{P}})\vec{k} + \left[|A_\Lambda - C_\Lambda \mp B_\Lambda|^2 - |A_\Lambda + C_\Lambda \pm B_\Lambda|^2 \right] \vec{\mathcal{P}}. \qquad /A6/$$

Знак плюс перед B_Λ имеет место для реакции /A1/, а минус - для /A.2/. Из /A5/ и /A6/ нетрудно получить "правила интенсивности"

$$d\sigma(np \to \Lambda p K^0) = d\sigma(np \to \Lambda n K^+) \qquad /A7/$$

и

$$\vec{P}_\Lambda (np \to \Lambda p k) = \vec{P}_\Lambda (np \to \Lambda n k^+) \text{ , если } \vec{\mathcal{P}} \parallel \vec{k} \qquad /A8/$$

Эти соотношения получены в предположении о том, что в конечном состоянии необходимо учитывать только S -волну. Соотношения могут быть использованы для экспериментальной проверки этого предположения.

B. Рождение скалярного K-мезона в N-N -столкновениях

В этом случае

$$\langle \Lambda N k | T_1 | NN \rangle = A_\Lambda$$
$$\langle \Lambda N k | T_0 | NN \rangle = B_\Lambda (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2), \qquad /B1/$$

а

$$A_\Lambda = A_\Lambda^0 \frac{e^{i\delta_1}\sin\delta_1}{P_\Lambda a_1} \quad , \quad B_\Lambda = B_\Lambda^0 \frac{e^{i\delta_3}\sin\delta_3}{P_\Lambda a_3} . \qquad /B2/$$

Если ввести

$$f(NN \to \Lambda N k) = \frac{d\sigma(NN \to \Lambda N k)}{dT} \cdot \frac{8\,(E^2-4M_N^2)^{1/2}}{[T(T_{max}-T)]^{1/2} (2\pi)^4 E (4\pi)^2 (2m_\Lambda \mu_\Lambda)^{3/2}}$$

то для сечений и поляризации Λ -частиц во всех трех реакциях получаем

$$f(pp\to\Lambda pK^+) = |A_\Lambda^0|^2\,\frac{\sin^2\delta_1}{(p_\Lambda a_1)^2} \qquad /B3/$$

$$\vec{P}_\Lambda(pp\to\Lambda pK) = \vec{\mathcal{P}} \qquad /B4/$$

$$f(np\to\Lambda NK) = f(pp\to\Lambda pK^+) + 3|B_0|^2\,\frac{\sin^2\delta_3}{(p_\Lambda a_3)^2} \qquad /B5/$$

$$\vec{P}_\Lambda(np\to\Lambda NK) = \frac{|A_\Lambda|^2-|B_\Lambda|^2}{|A_\Lambda|^2+|B_\Lambda|^2}\,\vec{\mathcal{P}} \qquad /B6/$$

Рукопись поступила в издательский отдел
17 февраля 1960 года.

Цитированная литература

1. А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 28, 10, 1955.

2. K. Brueckner, K.M. Watson. Phys.Rev., 83, 1, 1951;
K.M. Watson. Phys.Rev., 88, 1163, 1952.

3. Р.Парунцева. ЖЭТФ, 22, 123, 1952.

4. E.M. Henley. Phys.Rev., 106, 1083, 1957.

5. G. Feldman, P.T. Matthews. Phys.Rev, 109, 546, 1958.

6. R. Karplus, L.S. Rodberg. Phys.Rev., 115, 1058, 1959.

7. E.P. Wigner. Phys.Rev., 73, 1002, 1948.
А.И. Базь. ЖЭТФ, 36, 709, 1957.
G. Breit. Phys.Rev., 107, 1612, 1957.
R.G. Newton. Ann. of Phys. 4, 29, 1958.
R.K. Adair. Phys.Rev., 111, 632, 1958.
L. Fonda. Nuovo Cimento 13, 956, 1959.

8. В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 33, 1431, 1957; 34, 849, 1958.
Nucl. Phys. 5, 653, 1958.

9. Л.И.Лапидус, Чжоу Гуан-чжао. Препринт ОИЯИ D-467 /1960/.

10. R.G. Newton, L. Fonda. Ann. of Phys. 7, 133, 1959.