

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

61.4/2-81

9/2-81
P2-80-678

Ю.П.Иванов, А.М.Рождественский

СПЕКТРЫ ЧАСТИЦ
ОТ РАСПАДА ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ
 Δ_c^+ И Σ_c^{++} ,
ОБРАЗОВАННЫХ В νN -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

1980

В настоящее время широкое развитие получили эксперименты по поиску новых короткоживущих частиц в ядерной фотоэмульсии^{/1/}. При этом фотоэмульсия применяется совместно с внешним детектором, который используется для регистрации и идентификации вторичных частиц и локализации вершины события. Для оптимизации и определения эффективности таких экспериментальных установок необходима информация об угловых и импульсных распределениях вторичных частиц. В настоящей работе такие распределения получены для экспериментов с нейтринными пучками ускорителя ИФВЭ.

В этой области энергий ожидается преимущественное рождение очарованных барионов Λ_c^+ и Σ_c^{++} . Исходя из известных теоретических предположений^{/2,3/} о структуре очарованного адронного тока было получено сечение рождения этих частиц в квазиупругих реакциях $\nu\mu \rightarrow \mu^- \Lambda_c^+$ и $\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{++}$. Для двухчастичных мод распада Λ_c^+ и Σ_c^{++} методом Монте-Карло были вычислены угловые и импульсные распределения конечных частиц.

§1. СЕЧЕНИЕ КВАЗИУПРУГОГО РОЖДЕНИЯ ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ В РЕАКЦИЯХ $\nu\mu \rightarrow \mu^- \Lambda_c^+$ И $\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{++}$

В работах^{/2,3/} предложены теоретические оценки сечения рождения очарованных частиц в нейтринных реакциях. В области энергий нейтрино около 10 ГэВ в основном происходит образование барионов Λ_c^+ и Σ_c^{++} . Близость к порогу образования очарованных барионов позволяет ограничиться рассмотрением квазиупругих реакций. Для этого случая сечение рождения Λ_c^+ (Σ_c^{++}) составляет $\sigma_\Lambda \approx 2 \cdot 10^{-39} \text{ см}^2 / \sigma_\Sigma \approx 1 \cdot 10^{-39} \text{ см}^2$ при энергиях нейтрино 8-15 ГэВ /тогда как сечение рождения D-мезонов примерно равно 10^{-41} см^2 /.

Рассмотрим квазиупругие реакции $\nu\mu \rightarrow \mu^- \Lambda_c^+$ и $\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{++}$. Ток очарованных частиц в модели Вайнберга-Салама в форме, предложенной Глэшоу, Иллиопулосом и Майани, имеет вид:

$$J_\alpha^c = \bar{c} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) (-d \cdot \sin \theta_c + s \cdot \cos \theta_c), \quad //1/$$

где d, s, c - токи кварков, а $\theta_c = 0,239 \pm 0,005$ - угол Кабиббо. Выражение для этого тока можно записать в виде суммы токов с квантовыми числами D⁺- и F⁺-мезонов:

$$J_a^c = -\sin\theta_c \cdot J_a^{D^+} + \cos\theta_c \cdot J_a^{F^+} \quad /2/$$

Тогда амплитуды процессов $\nu n \rightarrow \mu^- \Lambda_c^+$ и $\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{++}$ равны:

$$\mathfrak{M}_\Lambda = -i \frac{G}{\sqrt{2}} \sin\theta_c \langle \Lambda_c^+ | J_a^{D^+} | n \rangle \bar{\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu, \quad /3a/$$

$$\mathfrak{M}_\Sigma = -i \frac{G}{\sqrt{2}} \sin\theta_c \langle \Sigma_c^{++} | J_a^{D^+} | p \rangle \bar{\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu. \quad /3б/$$

Соответствующие диаграммы изображены на рис.1.

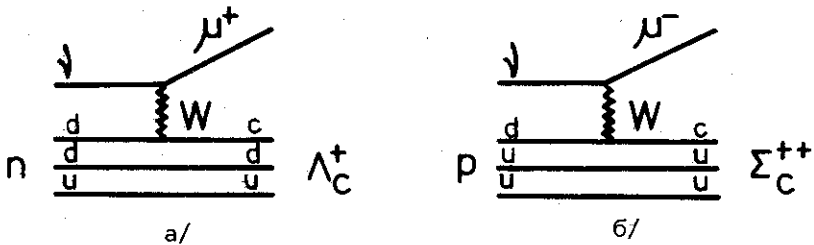


Рис.1. Диаграммы процессов $\nu n \rightarrow \mu^- \Lambda_c^+$ /а/ и $\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{++}$ /б/.

В приближении SU(4) -симметрии, т.е. симметрии относительно замены $c \leftrightarrow s$ кварков:

$$\langle \Lambda_c^+ | J_a^{D^+} | n \rangle = \langle \Lambda | J_a^{\bar{K}^0} | n \rangle, \quad /4a/$$

$$\langle \Sigma_c^{++} | J_a^{D^+} | p \rangle = \langle \Sigma^+ | J_a^{\bar{K}^0} | p \rangle, \quad /4б/$$

поскольку при такой замене $n \leftrightarrow p$, $p \leftrightarrow n$, $D^+ \leftrightarrow \bar{K}^0$, $\Lambda_c^+ \leftrightarrow \Lambda$, $\Sigma_c^{++} \leftrightarrow \Sigma^+$.

Для вычисления матричных элементов, стоящих справа в /4/, обычно используют SU(3)-симметрию. В работах /2,4/ они выражены через формфакторы ρ и π :

$$G_E^p = \frac{G_M^p(q^2)}{1 + \mu_p} = \frac{G_M^n(q^2)}{\mu_n} = \frac{1}{(1 - q^2/M_*^2)^2}, \quad /5/$$

$$G_E^n = 0$$

/причем для учета нарушения SU(3) -симметрии положено $M_* = M_{D^+}$ /, а именно:

$$\langle C | J_{\alpha}^{D+} | N \rangle = \bar{C} [F_1 \gamma_{\alpha} + i \sigma_{\alpha\beta} \frac{(p_C - p_N) \beta}{M_C + M_N} \cdot F_2 + F_A \gamma_{\alpha} \gamma_5] N. \quad /6/$$

Здесь и далее C, N соответствуют Λ_c^+, n или Σ_c^{++}, p . Вид функций F_1, F_2, F_A для соответствующих процессов приведен в Приложении 1.

Введем обычные переменные E, x, y :

$$E = \frac{p \cdot k}{M}, \quad x = -\frac{q^2}{2M}, \quad y = \frac{\nu}{E}, \quad /7/$$

где $\nu = \frac{pq}{M}$, $q = k - k'$, а $p(M)$ - импульс /масса/ нуклона, $k(E)$ - импульс /энергия/ нейтрино, k' - импульс мюона. Используя /3/ и выражение /6/ для матричных элементов токов очарованных частиц, можно получить сечение реакции $\nu N \rightarrow \mu^- C$ в виде, обычном для инклюзивных процессов:

$$\frac{d\sigma^c}{dx dy} = \sigma_0 \left[xy^2 G_1(x, y) + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) G_2(x, y) - xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) G_3(x, y) \right], \quad /8/$$

где $\sigma_0 = \frac{G^2 \cdot ME}{\pi}$. Вычисление и явный вид $G_i(x, y)$ приведены в Приложении 2.

§2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ И РАСПАДА Λ_c^+ И Σ_c^{++}

Вычисление угловых и импульсных распределений частиц в конечном состоянии проводилось в два этапа. Сначала с учетом выражения /8/ из §1 определялся импульс и направление вылета $\Lambda_c^+ (\Sigma_c^{++})$ для энергии нейтрино E , выбираемой по спектру нейтринного пучка ИФВЭ. Полученные распределения для Λ_c^+ и Σ_c^{++} приведены на рис. 2. Здесь и в дальнейшем под углом θ понимается угол вылета частицы относительно направления импульса нейтрино. Нужно заметить, что нами было построено распределение по углу θ , а не угловое распределение, которое представляет собой распределение по телесному углу $\Omega / d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$, где ϕ - азимутальный угол/. Поэтому сравнительно небольшое количество частиц с малыми значениями θ не должно вводить в заблуждение - в направлении вперед, конечно, будет вылетать много частиц. Для сравнения показаны те же распределения для случая, когда в /3/ /см. §1/ амплитуды процессов считались постоянными. Видно, что выбранная структура адронного тока /6/ существенно влияет на вид распределения и подавляет большие значения импульсов и углов вылета. Для масс очарованных барионов были взяты значения $M_{\Lambda_c^+} = 2,26$; $M_{\Sigma_c^{++}} = 2,42$ /ГэВ/с²/.

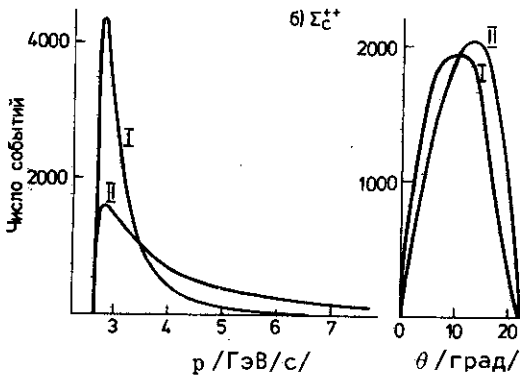
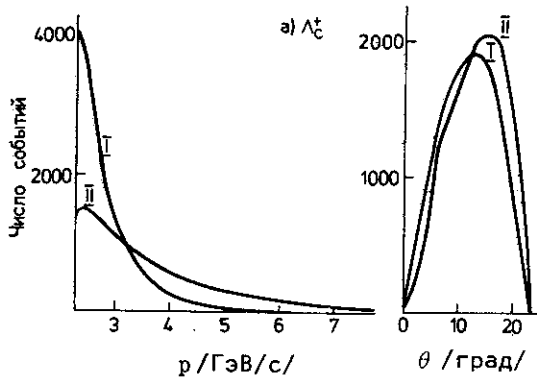


Рис. 2. Распределение по импульсу p и углу θ для Λ_c^+ /а/ и Σ_c^{++} /б/ I - с учетом выражения $\frac{d\sigma_c}{dx dy}$, II - без учета этого выражения/. Шкала по p начинается со значения 2,25 ГэВ/с, т.к. это минимальный импульс Λ_c^+ .

На втором этапе моделировался распад очарованного бариона Λ_c^+ (Σ_c^{++}) в двухчастичное конечное состояние. Расчеты проводились для распадов, кварковые диаграммы которых изображены на рис. 3 /в вершинах слабого взаимодействия стоит $\cos\theta_c$ /. Можно ожидать, что именно такие процессы дают основной вклад в двухчастичные распады.

В работе /5/ были вычислены вероятности распадов для большого количества двухчастичных конечных состояний в рамках различных моделей /алгебра токов, кварковая модель/. Поскольку эти вероятности сравнимы друг с другом, были выбраны распады $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} p$, дающие большой вклад и в то же время обеспечивающие широкий диапазон вторичных частиц: p , π^+ , $\Lambda \rightarrow p \pi^-$, $\bar{K}^0 \rightarrow \pi \pi$, $\bar{K}^{*0} \rightarrow K \pi$.

Полученные для Λ_c^+ распределения показаны на рис. 4 ($\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$, $\Lambda \rightarrow p \pi^-$); рис. 5 ($\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p$, $\bar{K}^0 \rightarrow \pi \pi$) и рис. 6 ($\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} p$, $\bar{K}^{*0} \rightarrow K \pi$, $\bar{K}^0 \rightarrow \pi \pi$). Видно, что вторичные частицы вылетают

в широком диапазоне импульсов и углов. Это означает, что помимо хорошего акцептанса экспериментальная установка должна обладать возможностью идентификации частиц с импульсами до 2 ГэВ/с.

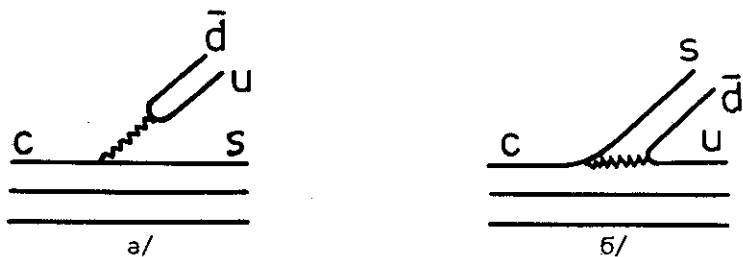


Рис.3. Кварковые диаграммы двухчастичных распадов очарованных барионов.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Функции F_1 , F_2 , F_A , входящие в /6/, имеют вид:

$$F_1(q^2) = \left[F_1(0) - \frac{q^2}{(M_c + M)^2} (F_1(0) + F_2(0)) \right] \frac{D(q^2)}{1 - \frac{q^2}{(M_c + M)^2}}, \quad /1.1/$$

$$F_2(q^2) = F_2(0) \frac{D(q^2)}{1 - \frac{q^2}{(M_c + M)^2}},$$

$$F_A(q^2) = F_A(0) D(q^2),$$

где

$$D(q^2) = \left[1 - \frac{q^2}{M_*^2} \right]^{-2}.$$

Статические значения $F_i(0)$ для процесса $\nu p \rightarrow \mu^- \Lambda_c^+$ равны:

$$F_1(0) = -\sqrt{\frac{3}{2}}, \quad F_2(0) = \sqrt{\frac{3}{2}} \mu_p, \quad F_A(0) = -\sqrt{\frac{3}{2}} g_A \frac{F + \frac{D}{3}}{F + D}, \quad /1.2a/$$

а для процесса $\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{++}$:

$$F_1(0) = -1, \quad F_2(0) = -\mu_p - 2\mu_n, \quad F_A(0) = -g_A \frac{F - D}{F + D}, \quad /1.2b/$$

где

$$\mu_p = 1,79; \quad \mu_n = -1,91; \quad g_A = 1,25; \quad \frac{F}{D} = 0,56.$$

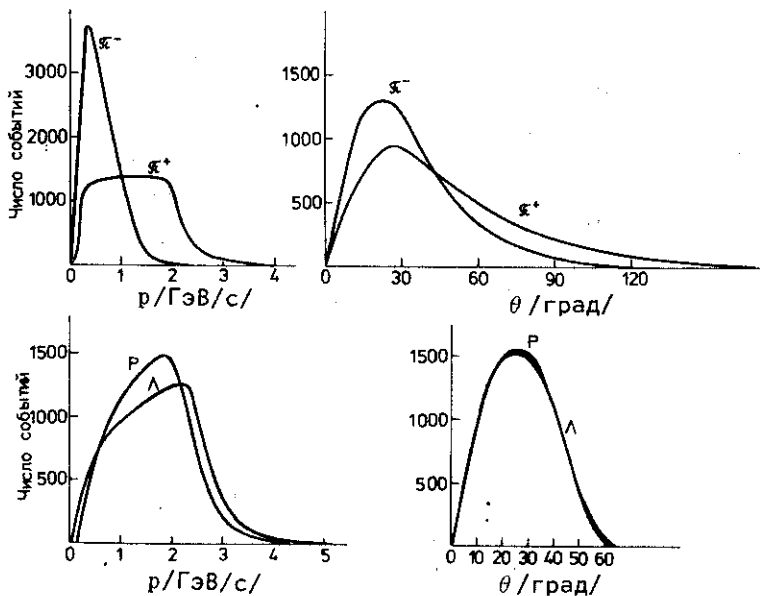


Рис.4. Распределение по импульсу p и углу θ частиц от распада $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$
 \downarrow
 $p \pi^-$.

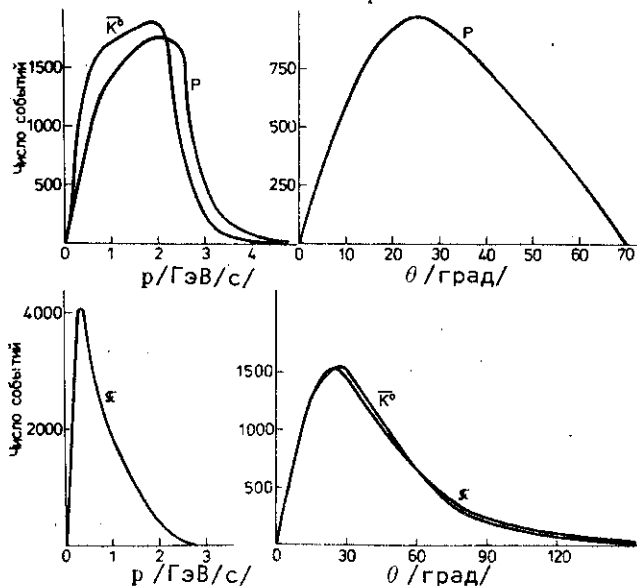


Рис.5. Распределения по импульсу p и углу θ частиц от распада $\Lambda_c^+ \rightarrow K^0 p$
 \downarrow
 $\pi \pi^+$.

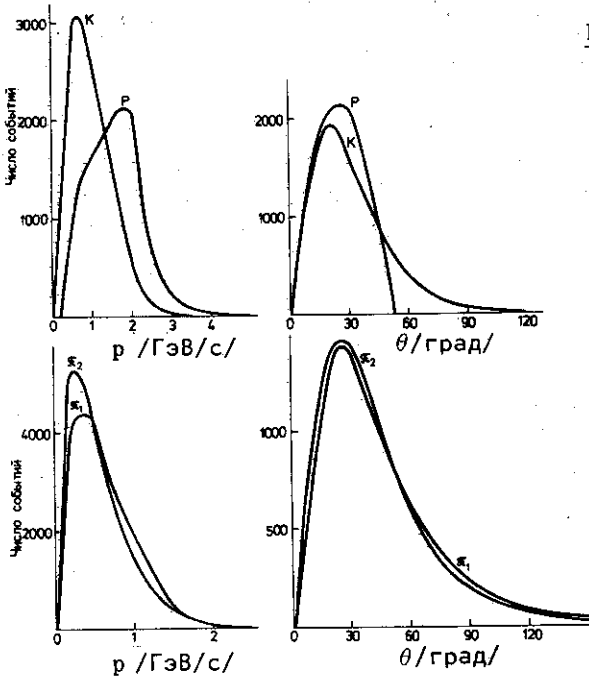
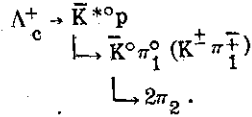


Рис. 6. Распределения по импульсу p и углу θ частиц от распада



ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Сечение инклюзивного процесса $\nu N \rightarrow \mu^- X$, как известно, равно:

$$d\sigma = \frac{G^2}{(2\pi)^2} \frac{M}{|\vec{p} \vec{k}'|} W_{\alpha\beta} L_{\alpha\beta} \frac{d^3 k'}{k'_0}. \quad /2.1/$$

Здесь

$$L_{\alpha\beta} = k_\alpha k'_\beta + k'_\alpha k_\beta - \delta_{\alpha\beta} (k k') + \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} k_\gamma k'_\delta, \quad /2.2/$$

$$W_{\alpha\beta} = -(2\pi)^6 \frac{P_0}{M} \sum \int d\Gamma \delta(p' - p - q) \langle p' | J | p \rangle \langle p | J^\dagger | p' \rangle, \quad /2.3/$$

где $\sum \int d\Gamma$ - по всем конечным адронным состояниям. Общее выражение для $W_{\alpha\beta}$ имеет вид

$$W_{\alpha\beta} = \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{q^2} \right) W_1 + \frac{1}{M^2} \left(p_\alpha - \frac{pq}{q^2} q_\alpha \right) \left(p_\beta - \frac{pq}{q^2} q_\beta \right) W_2 +$$

$$+ \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} q_\gamma q_\delta W_3 + \frac{1}{M^2} q_\alpha q_\beta W_4 + \frac{1}{M^2} (p_\alpha q_\beta + q_\alpha p_\beta) W_5 + \frac{1}{M^2} (p_\alpha q_\beta - q_\alpha p_\beta) W_6,$$

где $W_i = W_i(q^2, pq)$. /2.4/

Переходя к переменным E, x, y и пренебрегая массой μ мезона, можно получить сечение в виде /8/, где $G_1 = MW_1$, $G_2 = \nu W_2$, а $G_3 = \nu W_3$. В случае квазиупругого процесса $\nu N \rightarrow \mu^- C$ выражение /2.3/ фактически сводится к суммированию по проекциям спинов начального и конечного состояний:

$$W_{\alpha\beta} = \omega \sum_{\text{spin}} 2M_c \langle C | J_\alpha^{D^+} | N \rangle \langle C | J_\beta^{D^+} | N \rangle^*, \quad /2.5/$$

где $\omega = \sin^2 \theta_c \cdot \theta (M_c^2 - M^2 - 2y(1-x)ME)$.

Подставляя в /2.5/ явный вид $\langle C | J_\alpha^{D^+} | N \rangle$ из /6/ и записав полученное выражение в виде /2.4/, получим W_i для процессов $\nu N \rightarrow \mu^- C$. Откуда, используя связь W_i с G_i , окончательно получаем:

$$G_1 = \omega M [(F_V^2 + F_A^2)(M + yE) + (F_A^2 - F_V^2) M_c],$$

$$G_2 = \omega \cdot 2MyE [F_V^2 + F_A^2 + \frac{2MF_2^2}{(M_c + M)^2} (M_c + M + yE)], \quad /2.6/$$

$$G_3 = -\omega \cdot 4MyE F_V F_A,$$

где $F_V = F_1 + F_2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Burhop E.H.S. et al. Phys.Lett., 1976, B65, p.299; Баранов В.И. и др. ЯФ, 1978, т.27, с.362; Angelini A. et al. Phys.Lett., 1979, B80, p.428; Angelini A. et al. Phys.Lett., 1979, B84, p.150.
2. Shrock R.E., Lee B.W. Phys.Rev., 1976, D13, p.2539.
3. Aviles C., Kobayashi T., Korner J.G. Phys.Lett., 1977, 66B, p.149; Phys.Rev., 1978, D17, p.709.
4. Kopp G., Sehgal L.M., Zerwas P.M. Nucl.Phys., 1977, B123, p.61.
5. Korner J.G., Kramer G., Willrodt J. DESY, 78/53, Hamburg, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 октября 1980 года.