

14

Институт теоретической и
экспериментальной физики

15-98

ИТЭР-15-98



И.И.Левинтов

Реакции $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(\Sigma)$ и проблема $U_4(1)$



DATE	ID No.	M.S.

Москва 1998

INSTITUTIONAL LIBRARY

Реакции $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(\Sigma)$ и проблема $U_A(1)$: Препринт ИТЭФ 15-93
И.И.Левинтов - М., 1998 - 20с.

Измерения малой спин-орбитальной амплитуды реакций $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(\Sigma)$ при $s \gtrsim 10 \text{ ГэВ}^2$ информирует о механизме и величине скалярного перехода $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ при полной энергии кварков $\lesssim 1 \text{ ГэВ}^2$.

Рис.-9, список лит. - 12 назим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 1998

1 Реакции $0^{-\frac{1}{2}} \rightarrow 0^{-\frac{1}{2}}$ с рождением и без рождения странности.

Существует резкое отличие реакций с рождением странности $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ (а) и $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma$ (б) от реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ (с), $\pi^- p \rightarrow \eta n$ (д) и $K^- p \rightarrow K^0 n$ (е) [1] - [4], которое выражается в отсутствии максимума дифференциальных сечений реакций (а, б) при малых, но конечных поперечных переданных импульсах q_{\perp}^2 в области $s \gtrsim 10 \text{ ГэВ}^2$ (реджевская область), сравните рис. 1 и рис. 2-4. Анализ, проведенный в [5], показал, что максимум в дифференциальных сечениях

$$\frac{d\sigma}{dq_{\perp}^2} = |m_0|^2 + |m_1|^2 \left(\frac{Rq_{\perp}}{2}\right)^2 \quad (1)$$

обусловлен доминантностью m_1 (в (1)). m_1 - спин-орбитальный член амплитуды реакций $0^{-\frac{1}{2}} \rightarrow 0^{-\frac{1}{2}}$, m_0 - член амплитуды, не зависящий от спина, $R = 1 \div 2 \left(\frac{\text{ГэВ}}{c}\right)^{-1}$ - радиус вычета доминирующих полюсов Редже.

В реакциях (с) - (е) $m_1/m_0 = 6 - 10$. Это соответствует более чем 90% вкладу $|m_1|^2$ в их полные сечения. При уменьшении m_1/m_0 максимум быстро исчезает. $m_1/m_0 \simeq 3$ соответствует лишь уплощению дифференциальных сечений при $q_{\perp}^2 = 0$. Т.о. квадратичный вклад $|m_1|^2$ не дает возможности оценить малые m_1/m_0 .

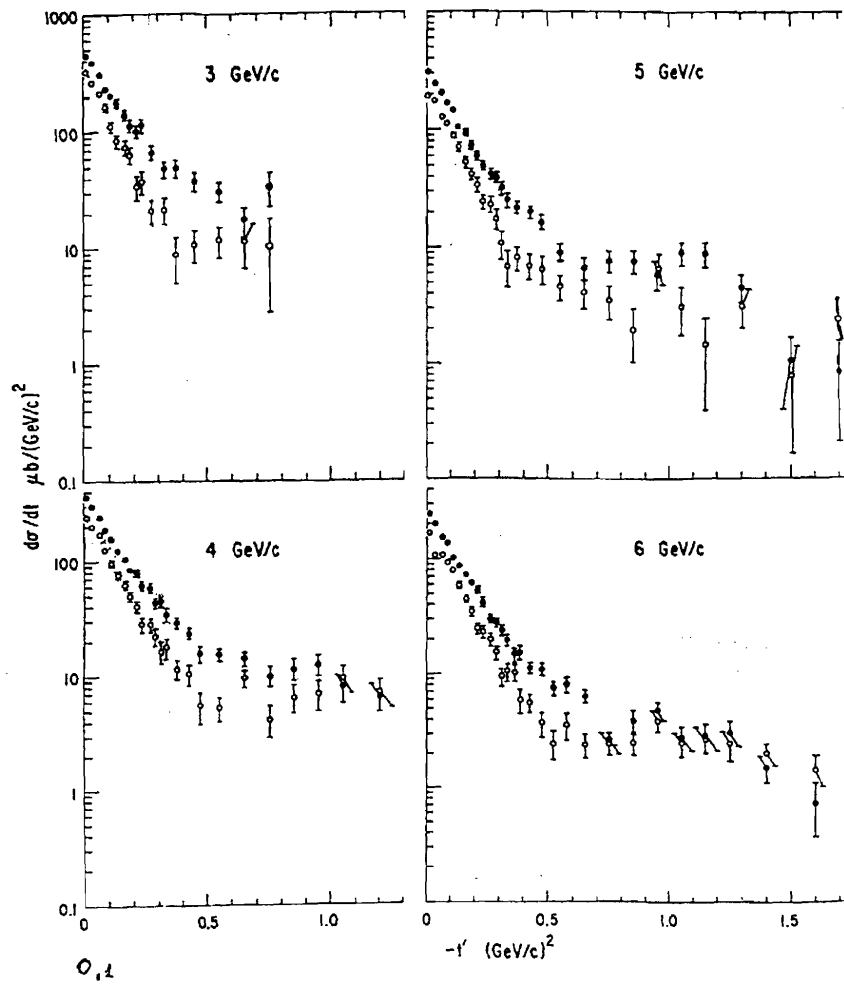


Рис.1. Дифференциальные сечения $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$ (черные кружки)
и $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma$ (белые кружки).

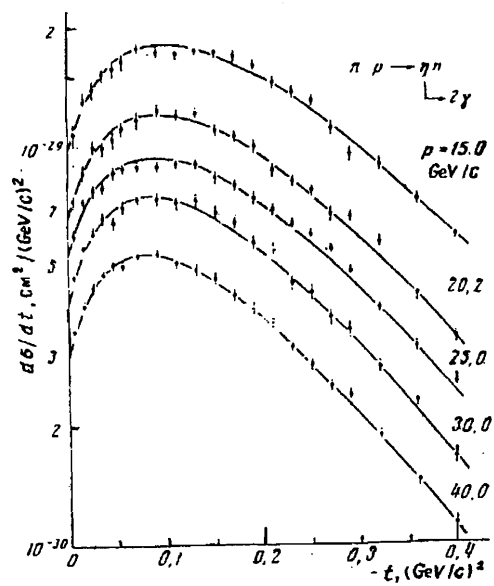


Рис. 3

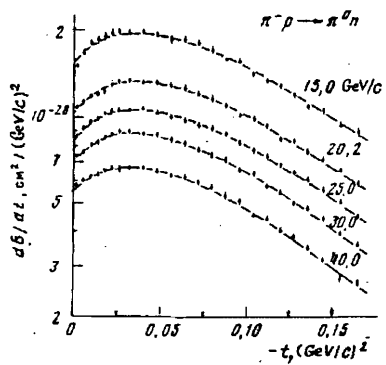


Рис. 2

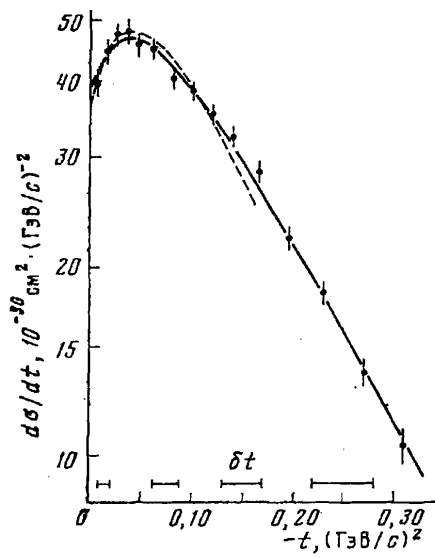


Рис. 4. Дифференциальные сечения $K^-p \rightarrow K^0n$ Р. лаб. 30 ГэВ/с.

Как измерить истинное отношение m_1/m_0 в реакциях (а) и (б)?

Ввиду известной малости относительной фазы m_0 и m_1 в реджевской области s , нужно измерить $Re(m_1^*/m_0)$. Для этого следует рождать Λ , Σ на поляризованной протонной мишени (реакция $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$) и измерять угол Ω между направлениями поляризации Λ и направлением поляризации протона поляризованной мишени. Поляризация мишени лежит в плоскости реакций и перпендикулярна пучку π^- . При $(m_1^*/m_0)Rq_\perp \ll 1$

$$\sin \Omega = Re \frac{m_1^*}{m_0} Rq_\perp. \quad (2)$$

Измерение Ω производится, как при обычных измерениях магнитного момента Λ , Σ , не сохраняющим четность распадом $\Lambda \rightarrow \pi^- p$. Возможная погрешность Ω при $q_\perp^2 \simeq 0,3 - 0,5 (\frac{\Gamma_{\Sigma B}}{c})^2$, оцененная из данных по магнитным моментам Λ , Σ , составляет $\simeq 0,05 - 0,5$. Это дает для нижнего предела $Re(m_1^*/m_0) \gtrsim 0,05 - 0,5$ ($R = 1,7 (\frac{\Gamma_{\Sigma B}}{c})^{-1}$) в зависимости от конкретных условий эксперимента.

2 Проблема $U_A(1)$ и мягкие бинарные процессы.

Из трех кварков и антикварков можно построить 9 различных комбинаций, рис.5. Три из них истинно нейтральны: $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$. В результате сильных взаимодействий эти кварк-антикварковые состояния могут переходить друг в друга (см., например, [6]). В частности, для псевдоскалярных комбинаций, из которых состоят π^0 , η , η' -мезоны, разрешены переходы [7]

$$\bar{u}i\gamma_5 u \iff \bar{d}i\gamma_5 d \iff \bar{s}i\gamma_5 s. \quad (3)$$

В пределе нулевых масс кварков (в киральном пределе) лагранжиан КХД имеет одинаковую форму для левых (L) и правых (R) кварков – он обладает киральной симметрией $SU_L(3) \otimes SU_R(3)$, но не обладает $U_A(1)$ -симметрией, отвечающей сохранению $SU(3)$ синглетного аксиального тока, поскольку глюонные взаимодействия нарушают $U_A(1)$ -симметрию. Даже в киральном пределе синглетный аксиальный ток не сохраняется:

$$\partial_\mu (\bar{u}\gamma^\mu\gamma_5 u + \bar{d}\gamma^\mu\gamma_5 d + \bar{s}\gamma^\mu\gamma_5 s) = 3\frac{\alpha_s}{2\pi} tr \bar{G}G \neq 0, \quad (4)$$

где α_s – константа сильных взаимодействий, G – напряженности глюонных полей.

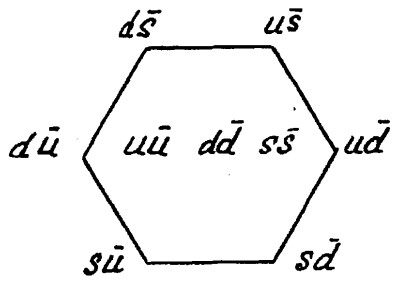


Рис. 5

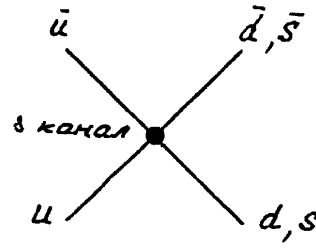


Рис. 6

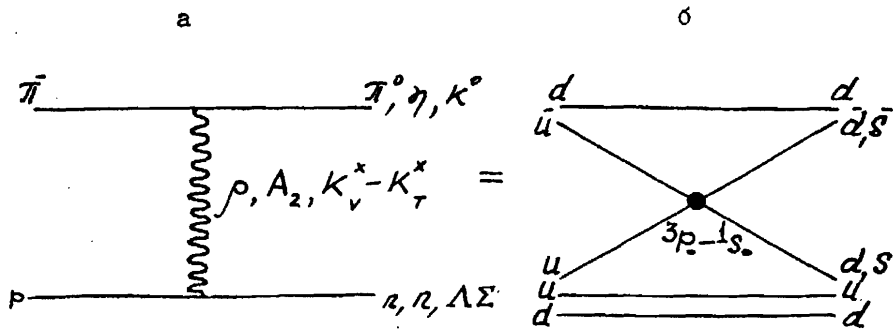


Рис. 7

Такая парадоксальная ситуация называется "Глюонной аномалией", а комплекс проблем, связанных с несохранением аксиального тока, - "Проблемой $U_A(1)$ ".

Если еще потребовать сохранения числа кварков, что эквивалентно сохранению $SU(3)$ -синглетного векторного тока, то вдобавок к переходам (3) неизбежно возникают переходы в скалярном канале $u\bar{u} \iff d\bar{d} \iff s\bar{s}$. Амплитуды скалярных и псевдоскалярных переходов входят в общую четырех-кварковую амплитуду T с изменением аромата (рис.6) в виде разности ($SU(3)$ -инвариантный детерминант т'Хоофта [8].)

$$T(\bar{u}u \rightarrow \bar{d}d) = K[(\bar{u}u)(\bar{d}d) - (\bar{u}i\gamma_5 u)(\bar{d}i\gamma_5 d)] \quad (5)$$

и аналогично для $T(\bar{u}u \rightarrow \bar{s}s)$.

Величина $3\frac{\alpha_s}{2\pi}trGG$ в (4) не зависит от энергии перезаряжающихся кварков. Поэтому (5) справедливо также для нерелятивистских конституэнтных кварков (расширенная модель Намбу-Йона-Ласинио NJL [9]).

В нерелятивистском приближении в результате спонтанного нарушения киральной инвариантности (5) перестает зависеть от константы связи K и определяется радиусом области, в которой происходит изменение ароматов кварков (условие черноты кварков):

$$T(\bar{u}u \rightarrow \bar{d}d) = \pi R^2[(\bar{u}u)(\bar{d}d) - (\bar{u}i\gamma_5 u)(\bar{d}i\gamma_5 d)] \quad (6)$$

Кварки не свободны, и R определяется структурными функциями взаимодействующих адронов. В амплитуды m_0 и m_1 R входит как радиус вычета полюса Редже. Члены (6) положительно определены, и поэтому скалярные ($O^+ = {}^3P_0$) и псевдоскалярные ($O^- = {}^1S_0$) переходы в s -канале деструктивно интерферируют в случаях, когда оба перехода содержатся в одной физической амплитуде.

Перейдем к бинарным процессам.

1. Реакции (а)-(е) при высоких энергиях идут по схеме рис.7, где внутренняя часть амплитуды γ_6 - нерелятивистская кварковая четыреххвостка рис.6. Эта картина согласуется со степенным падением реджевских амплитуд с ростом энергии.

2. В t -канале всех пяти реакций (а)-(е) доминируют обменно вырожденные векторные (3S_1) и тензорные (3P_2) полюса Редже. Из тождеств Фирца следует, что при таком вырождении в S -канале четыреххвостки остаются лишь 3P_0 -и 1S_0 -переходы.

3. Амплитуда m_1 определяется 3P_0 -переходом $\bar{u}u \rightarrow \bar{d}d(\bar{s}s)$, а в m_0 интерферируют 3P_0 -и 1S_0 -переходы. Максимум в дифференциальных сечениях реакций (с)-(е) ($m_1/m_0 = 6 \div 10$) означает, что интерференция в согласии с (6) деструктивная и сильная, поскольку при учете лишь одного 3P_0 -перехода $m_1/m_0 \lesssim 2$.

4. Расчет $Imm_1({}^3P_0)$ в данной модели (см. формулы (36)-(39) в работе [5]) дает:

$$Imm_1({}^3P_0) = 4,63 \cdot 2\pi N_c R^2 \beta^2 \exp\{-[q_\perp^2(R^2 + \alpha' \ln s\alpha') + \beta \ln s\alpha']\}, \quad (7)$$

где $N_c = 3$ — число цветов, R — радиус вычета, $\beta = 1 - \alpha(0)$, $\alpha(0)$ и α' — интерсепт и наклон траектории полюса Редже, соответственно. Коэффициент 4,63 определяется условиями унитарности и "черноты". (7) проверяется путем определения параметров экспоненты из данных по дифференциальным сечениям реакций (с), (d) в области $s = 8 - 400$ ГэВ² и $q_\perp^2 = 0,005 - 0,3(\frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}}{c})^2$ и подстановки этих параметров в предэкспоненциальный фактор. В результате: $Imm_1({}^3P_0)/Imm_1(\text{эксперимент}) = 1,09(1 \pm 0,1)$ и $0,7(1 \pm 0,2)$ для реакций (с) и (d), соответственно, в области s от 8 до 400 ГэВ² и $q_\perp^2 \lesssim 0,1(\frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}}{c})^2$.

Итак, все существующие данные о реакциях (с)-(е), в которых странность не рождается, согласуются с предсказаниями модели NJL + детерминант т'Хоофта.

С другой стороны, нет различия в s -канальных переходах для реакций, не рождающих и рождающих странность: и там, и там имеются лишь 3P_0 -и 1S_0 -переходы.

Откуда же различие в m_1/m_0 для реакций, рождающих и не рождающих странность?

Естественное объяснение состоит в том, что формально $SU(3)$ -инвариантный детерминант т'Хоофта таит в себе $SU(3)$ -неинвариантную двузначность в скалярном канале.

В ${}^3P_0 = 0^+$ переходе $u\bar{u} \rightarrow d\bar{d}$ проекция орбитального момента L_Z на нормаль плоскости реакции сохраняется (рис.8а), а в ${}^3P_0 = 0^+$ переходе $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ не сохраняется (рис.8б). Сохранение L_Z означает, что реакция $u\bar{u} \rightarrow d\bar{d}$ — планарная, и имеется сильное спин-орбитальное взаимодействие $m_1({}^3P_0, L_Z \text{ сохр.})$, которое определяется (7). В 3P_0 -переходе в реакции $\bar{u}u \rightarrow \bar{s}s$ L_Z частично или полностью не сохраняется. В последнем случае $m_1({}^3P_0, L_Z \text{ не сохр.}) \equiv 0$.

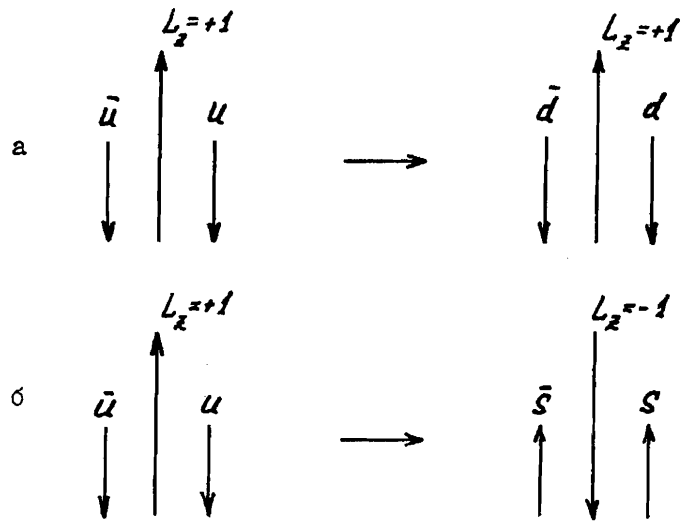


Рис. 8

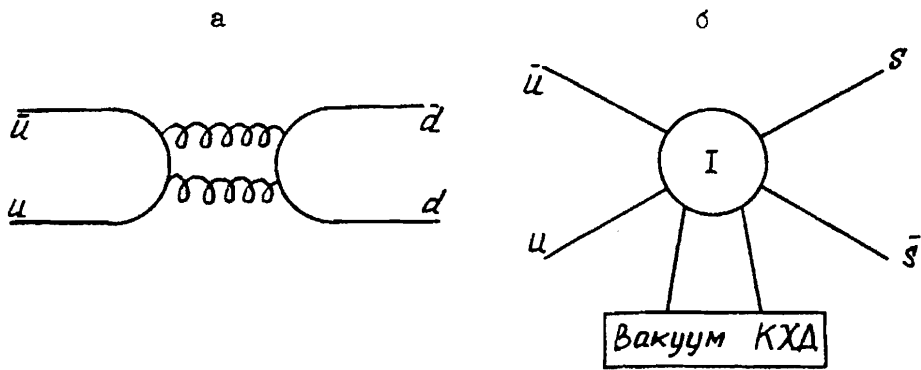


Рис. 9

Очевидно, что этим вариантам отвечает разная динамика скалярных переходов $\bar{u}u \rightarrow \bar{d}d$ и $\bar{u}u \rightarrow \bar{s}s$. В первом случае можно предположить планарную глюонную лесенку рис.9а [10]. Второй случай соответствует, скорее, инстантонному переходу [11], если рассматривать инстантон как стохастическую флюктуацию КХД вакуума. Амплитудный анализ $\pi r \rightarrow K\Lambda(\Sigma)$ позволит оценить вклады этих механизмов порознь.

Псевдоскалярные переходы в $SU(3)$ синглете имеют много экспериментальных проявлений и хорошо изучены. Скалярные переходы почти не изучены, т.к. данные о скалярных мезонах скудны и неопределенны [12]. Информацию о скалярных переходах дают спин-орбитальные амплитуды мягких бинарных процессов.

Я глубоко признателен Л.Б.Окуню за прочтение рукописи, исправление ошибочного определения $U_A(1)$ симметрии, содержавшегося в первом варианте рукописи, и обсуждение затронутых в этой работе вопросов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Ward CEW et al.// Phys. Rev. Lett. 1973.V.31,P.1149;
Foley K J et al.// Phys. Rev. 1973.D8 P. 27.
- [2] Апель В.Д.и др // Я.Ф. 1979.Т.29,С.1519.
- [3] Апель В.Д.и др // Я.Ф. 1979.Т.30,С.366.
- [4] Бинон Ф.и др // Я.Ф. 1981.Т.33,С.1027.
- [5] Левинтов И.И.М,Preprint ИТЕР 1997,№24,Я.Ф.в печати,her-ph/9709347
- [6] Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М. : Наука, 1984.
- [7] Geshkenbein B.V, Ioffe B.L.// Nucl. Phys. 1980.B166 P. 340.
- [8] 't Hooft G.// Phys. Reports V.142 No.6 (1986)
- [9] Hatsuda T.Kunihiro T.// Phys. Rep. 1994,247 No.5-6
- [10] Григорян А.А,Иванов И.Я,Кайдалов А.Б.// Я.Ф. 1982.С.1490; Frank M.R.Meissner T // Phys. Rev. C57 No.1 P 345 (1998)
- [11] Новиков В. А.,Шифман М. А.,Вайнштейн В. И.,Захаров В. И.,// УФН 1982.Т.25.С.195.

И12I Phys.rev.1996 D54 N1 P329
