

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-84-616

А.С.Пак,¹ Н.О.Садыков,² А.В.Тарасов

СООТНОШЕНИЯ
МЕЖДУ ПОЛНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ
АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В ДВУХ КВАРКОВЫХ МОДЕЛЯХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Институт физики высоких энергий АН КазССР

² Институт ядерной физики АН УзССР

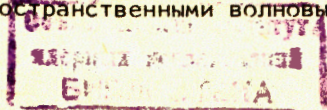
1984

ВВЕДЕНИЕ

Первая попытка объяснить наблюдаемые соотношения между сечениями взаимодействия адронов исходя из представлений об их кварковой структуре, была предпринята в рамках аддитивной модели кварков /АМК/ ^{1,2/}. Успехом АМК считается объяснение соотношения $\sigma_T(\pi N) / \sigma_T(NN) = 2/3$. При этом для обоснования соотношения $\sigma_T(KN) = 0,8\sigma_T(\pi N)$ необходимо предположить малость сечения взаимодействия странного кварка с нестранным $\sigma_T(sn)$ по сравнению с сечением взаимодействия двух нестранных кварков $\sigma_T(nn)$ /всюду в дальнейшем оба нестранных кварка u, d будем обозначать одним индексом n /.

Другим подходом, в котором величины полных сечений $h_1 h_2$ - взаимодействий рассчитывались с учетом кварковой структуры адронов, является модель двухглюонного приближения квантовой хромодинамики или, как ее еще называют, борновское приближение квантовой хромодинамики /БП КХД/. Было показано ^{3/}, что величины $\sigma_T(h_1 h_2)$, рассчитанные в БП КХД, обладают одной важной особенностью, а именно: они определяются, как и в АМК, числами составляющих кварков n_1, n_2 , но, в отличие от нее, не полными сечениями кварк-кваркового взаимодействия /в КХД они бесконечны/, а размерами взаимодействующих адронов. В ^{4/} показано, что исходя из известных значений размеров π, K -мезонов и нуклона можно в рамках БП КХД объяснить соотношения между величинами $\sigma_T(\pi N)$, $\sigma_T(KN)$, $\sigma_T(NN)$. Это обстоятельство рассматривается как некое обоснование справедливости АМК. Последнее представляется нам, по крайней мере, спорным. Если бы АМК и БП КХД были в каком-то смысле адекватны, то, очевидно, все их предсказания должны были бы совпадать. На это трудно надеяться, учитывая хотя бы отмеченное выше отличие выражений для $\sigma_T(h_1 h_2)$ в этих двух моделях. В пп.2,3 настоящей работы в БП КХД рассчитаны полные сечения адрон-адронных взаимодействий и проведено сравнение полученных результатов с предсказаниями АМК. При этом мезоны и барионы трактуются как основные состояния двух- и трехкварковых систем.

Если же рассматривать в БП КХД полные сечения взаимодействия с участием возбужденных адронов, то очевидно, во-первых, что в целом должно быть $\sigma_T(h_1^* h_2) > \sigma_T(h_1 h_2)$, а во-вторых, поскольку величины $\sigma_T(h_1^* h_2)$ определяются лишь поперечными размерами взаимодействующих частиц, то для состояний h_1^* , являющихся орбитальными возбуждениями кварковых систем и описываемых несферически-симметричными пространственными волновыми функциями, они



должны зависеть от ориентации полного момента частицы h_1^* относительно ее импульса, т.е. от ее спиральности. Количественная оценка этих эффектов дана в п.4. Очевидно, что в АМК $\sigma_T(h_1^* h_2) = \sigma_T(h_1 h_2)$ и $\sigma_T(h_1^* h_2) = \text{const}(\lambda_{h_1^*})$.

1. СТРУКТУРА АМПЛИТУД И СЕЧЕНИЙ АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В БП КХД. СВЯЗЬ АДРОННЫХ ДИФАКТОРОВ И ФОРМФАКТОРОВ

Как показано в /4/, амплитуда $h_1 h_2$ -рассеяния в a_s^2 -приближении может быть представлена в виде:

$$f(h_1 h_2 \rightarrow h_1 h_2) = \frac{2ia_s n_1 n_2}{9\pi} \int \frac{d^2 k \phi_1(\vec{k}, \vec{q}) \phi_2(\vec{k}, \vec{q})}{(\vec{q}/2 - \vec{k})^2 (\vec{q}/2 + \vec{k})^2} \quad /1/$$

с условиями нормировки

$$4\pi \text{Im} f(h_1 h_2 \rightarrow h_1 h_2) |_{q=0} = \sigma_T(h_1 h_2), \quad /2/$$

$$\pi |f(h_1 h_2 \rightarrow h_1 h_2)|^2 = \frac{d\sigma}{dt}(h_1 h_2 \rightarrow h_1 h_2).$$

Здесь q - поперечный переданный импульс ($t = -q^2$); k - полуразность импульсов глюонов, которыми обмениваются адроны $h_{1,2}$; a_s - хромодинамическая константа; $n_{1,2}$ - число составляющих кварков в адронах $h_{1,2}$; $\phi_{1,2}(\vec{k}, \vec{q})$ - так называемые блоки испускания двух глюонов адронами $h_{1,2}$. Величины $\phi_{1,2}(\vec{k}, \vec{q})$ представимы в виде двух слагаемых:

$$\phi_a(\vec{k}, \vec{q}) = S_a(\vec{k}, \vec{q}) - \mathcal{D}_a(\vec{k}, \vec{q}), \quad a = 1, 2. \quad /3/$$

Первое слагаемое в этом выражении отвечает испусканию обоих глюонов одним из составляющих кварков адрона и, очевидно, совпадает с адронным формфактором:

$$S_a(\vec{k}, \vec{q}) = G_a(q^2). \quad /4/$$

Второе слагаемое в /3/ описывает испускание двух глюонов двумя различными кварками адрона и представляет так называемый дифактор адрона. Для мезонов дифактор $\mathcal{D}(\vec{k}, \vec{q})$ однозначно выражается через формфактор

$$\mathcal{D}_M(\vec{k}, \vec{q}) = G_M(4k^2), \quad /5/$$

как правильно отмечено в /4/. Для барионов подобная связь неоднозначна. Для решения вопроса о выборе вида барионного дифактора в рассматриваемой ниже проблеме расчета полных сечений hN -взаимодействий учтем, что характерные значения $|k|$, играющие роль в интеграле /1/, сравнительно малы $|k| \sim \langle r_N^2 \rangle^{-1/2}$. Поэтому для получения величин $S_a(\vec{k}, \vec{q})$, $\mathcal{D}_a(\vec{k}, \vec{q})$ /с малыми k и q / можно воспользоваться нерелятивистской моделью кварков. Если теперь сделать предположение о том, что кварки в нуклоне находятся в основном в s -состоянии, что эквивалентно обычному допущению о факторизации спин-изоспиновой, цветной и пространственной частей волновой функции нуклона, то легко показать, что

$$S_N(\vec{k}, \vec{q}) = G_N(q^2), \quad \mathcal{D}_N(\vec{k}, \vec{q}) = G_N(3k^2 + \frac{q^2}{4}). \quad /6/$$

Таким образом для нуклона, как и для мезона, дифактор $\mathcal{D}_N(\vec{k}, \vec{q})$, а в конечном счете и весь блок $\phi(\vec{k}, \vec{q})$ испускания двух глюонов удастся выразить через его формфактор:

$$\phi_N(\vec{k}, \vec{q}) = G_N(q^2) - G_N(3k^2 + \frac{q^2}{4}). \quad /7/$$

Отметим, что при таком выборе величин $\phi_N(\vec{k}, \vec{q})$ инфракрасные расходимости в выражении /1/ для амплитуд hN -рассеяния не возникают.

Полное сечение $h_1 h_2$ -взаимодействия дается выражением:

$$\sigma_T(h_1 h_2) = \frac{8\pi a_s^2}{9} n_1 n_2 \int (1 - \mathcal{D}_{h_1}(\vec{k})) (1 - \mathcal{D}_{h_2}(\vec{k})) \frac{d^2 k}{k^4}. \quad /8/$$

Для численных расчетов используются дифакторы вида

$$\mathcal{D}_M(\vec{k}) = G_M(4k^2) = (1 + k^2 \langle \rho_M^2 \rangle / 6)^{-1}, \quad /9/$$

$$\mathcal{D}_N(\vec{k}) = G_N(3k^2) = (1 + k^2 \langle \rho_N^2 \rangle / 12)^{-2}. \quad /10/$$

где $\langle \rho^2 \rangle = -6 \frac{d\mathcal{D}(\vec{k})}{dk^2} |_{k=0}$ - среднее значение квадрата расстояния между кварками в адроне h , причем $\langle \rho_h^2 \rangle = \frac{2n_h}{n_h - 1} \langle r_h^2 \rangle$, где $\langle r^2 \rangle = -6 \frac{dG(\vec{k})}{dk^2} |_{k=0}$, n_h - число составляющих кварков в адроне,

2. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ МЕЗОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В БП КХД

Подставляя в /8/ дифакторы вида /9/ и /10/ и интегрируя их, получим выражение для полного сечения мезон-нуклонного взаимодействия:

$$\sigma_T(MN) = \frac{8\pi a_s^2}{9} \langle \rho_M^2 \rangle \left[\frac{2a-1}{(a-1)^2} \ln a - \frac{1}{(a-1)} \right] / 9, \quad a = \frac{2\langle \rho_M^2 \rangle}{\langle \rho_N^2 \rangle}. \quad /11/$$

Поскольку необходимые для численного расчета сечений $\sigma_T(MN)$ сведения о размерах большинства мезонов, исключая пион и каон, отсутствуют, необходимо сделать определенное предположение /гипотезу/ о соотношении между размерами различных мезонов и их кварковым составом. В основе этой гипотезы лежит следующий экспериментальный факт: линейные размеры пиона и каона в пределах ошибок эксперимента оказываются обратно пропорциональными приведенным массам систем кварков, из которых они состоят:

$$\langle \rho_K^2 \rangle^{1/2} / \langle \rho_\pi^2 \rangle^{1/2} = 0,78 \pm 0,07 \approx \mu_\pi / \mu_K, \quad /12/$$

$$\mu_\pi = \frac{m_n}{2}, \quad \mu_K = \frac{m_n m_s}{m_n + m_s}, \quad m_n = 330 \text{ МэВ}/c^2, \quad m_s = 550 \text{ МэВ}/c^2.$$

Подобная ситуация имеет место для водородоподобных атомов (e^+e^-), ($\mu^+\mu^-$), ($e^+\mu^-$) и т.д. Хотя электромагнитные взаимодействия электронов и мюонов тождественны, радиусы образованных ими атомов различаются из-за различия масс m_e и m_μ и подчиняются отмеченной выше закономерности. Учитывая определенное сходство теоретических схем квантовой электродинамики и квантовой хромодинамики, можно предположить, что размеры любых мезонов, представляющих основные состояния соответствующих двухкварковых систем, удовлетворяют соотношению

$$\langle \rho_{M_1}^2 \rangle / \langle \rho_{M_2}^2 \rangle = \mu_{M_2}^2 / \mu_{M_1}^2. \quad /13/$$

Полагая для очарованного кварка $m_c = \frac{1}{2} m_\psi \approx 1550 \text{ МэВ}/c^2$, для размеров известных мезонов получим:

$$\begin{aligned} K &= (s\bar{n}) & \langle \rho_K^2 \rangle &= 0,64 \langle \rho_\pi^2 \rangle, \\ \phi &= (s\bar{s}) & \langle \rho_\phi^2 \rangle &= 0,36 \langle \rho_\pi^2 \rangle, \\ \mathbb{D} &= (c\bar{n}) & \langle \rho_{\mathbb{D}}^2 \rangle &= 0,368 \langle \rho_\pi^2 \rangle, \\ F &= (c\bar{s}) & \langle \rho_F^2 \rangle &= 0,165 \langle \rho_\pi^2 \rangle, \\ \psi &= (c\bar{c}) & \langle \rho_\psi^2 \rangle &= 0,045 \langle \rho_\pi^2 \rangle. \end{aligned} \quad /14/$$

Подставляя в /11/ значения /14/ величин $\langle \rho_M^2 \rangle$, нетрудно рассчитать величины $\sigma_T(MN)$. Результаты расчета в виде отношений $R(M) = \sigma_T(MN) / \sigma_T(\pi N)$, не содержащих величины a , представлены ниже: $R(K) = 0,791$; $R(\phi) = 0,579$; $R(\mathbb{D}) = 0,577$; $R(F) = 0,350$; $R(\psi) = 0,142$. Сопоставление с экспериментальными значениями: $R(K)_{\text{exp}} = 0,809 \pm 0,009$; $R(\psi)_{\text{exp}} = 0,146 \pm 0,054$ показывает, что результаты модели находятся в разумном согласии с экспериментом. Обсудим соотношение результатов БП КХД и АМК для полных сечений мезон-нуклонных взаимодействий. Составим для величин $R(M)$, рассчитанных в рамках БП КХД, комбинации, тождественно равные единице в АМК. Простой расчет приводит к следующим результатам: $2R(K) - R(\phi) = 1,012$; $R(K) + R(\mathbb{D}) - R(F) = 1,018$; $2R(\mathbb{D}) - R(\psi) = 1,013$. Видно, что в модели двухглюонного обмена отличие от единицы составляет не более 2%. Таким образом, обе модели приводят к практически совпадающим результатам для неизвестных пока величин $\sigma_T(\mathbb{D}N)$ и $\sigma_T(FN)$, и измерение их с целью дискриминации БП КХД и АМК лишено смысла.

Отметим, что при использовании в расчетах "нереалистических"

гауссовских дифакторов $\mathbb{D}_h(\vec{k}) = \exp(-\frac{k^2 \langle \rho_h^2 \rangle}{8})$ величины $\sigma_T(MN)$ заметно отличаются численно от значений, полученных по формуле /11/. Однако значения $R(M)$ практически неотличимы.

3. БАРИОН-НУКЛОННЫЕ ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Анализ сечений барион-нуклонных взаимодействий в рамках БП КХД усложняется двумя обстоятельствами. Во-первых, нет экспериментальной информации о размерах других барионов, кроме нуклона, которая позволила бы, как и в предыдущем разделе в случае K/π , проверить справедливость тех или иных предположений о соотношении между размерами барионов с разными кварковыми составами. Во-вторых, отсутствуют квантовоэлектродинамические аналоги трехкварковых систем, соотношения между размерами которых могли бы служить отправным пунктом при формировании подобных гипотез.

Предположим, что пространственные части волновых функций трехкварковых систем в основном состоянии являются симметричными относительно перестановки координат любой пары кварков и характеризуются одним параметром $\langle \rho_B^2 \rangle^{1/2}$ с размерностью длины. По аналогии со случаем двухкварковых систем /мезонов/ будем считать, что величины $\langle \rho_B^2 \rangle^{1/2}$ обратно пропорциональны приведенной массе трех кварков, входящих в состав данного бариона:

$$\langle \rho_{B_1}^2 \rangle^{1/2} / \langle \rho_{B_2}^2 \rangle^{1/2} = \mu_{B_2} / \mu_{B_1}; \quad \mu_B^{-1} = m_1^{-1} + m_2^{-1} + m_3^{-1}, \quad /15/$$

где $m_{1,2,3}$ - массы кварков.

В этом случае барион В имеет характерный размер:

$$\langle \rho_B^2 \rangle = \lambda_B \langle \rho_N^2 \rangle; \lambda_B = \left[\frac{m_p}{3} (m_1^{-1} + m_2^{-1} + m_3^{-1}) \right]^2. \quad /16/$$

Полагая, как и прежде, $m_p = 330 \text{ МэВ}/c^2$, $m_s = 550 \text{ МэВ}/c^2$, $m_c = 1550 \text{ МэВ}/c^2$, получим для семейства барионов, составленных из p, s, c -кварков:

$\Sigma(\Lambda) = (nns)$	$\lambda_\Sigma = 0,751,$
$\Xi = (nss)$	$\lambda_\Xi = 0,534,$
$\Omega = (sss)$	$\lambda_\Omega = 0,380,$
$\Sigma(\Lambda_c) = (nnc)$	$\lambda_{\Sigma_c} = 0,544,$
$\Xi_{cs} = (nsc)$	$\lambda_{\Xi_{cs}} = 0,385,$
$\Xi_{cc} = (ncc)$	$\lambda_{\Xi_{cc}} = 0,226,$
$\Omega_{ssc} = (ssc)$	$\lambda_{\Omega_{ssc}} = 0,222,$
$\Omega_{scc} = (scc)$	$\lambda_{\Omega_{scc}} = 0,117,$
$\Omega_{ccc} = (ccc)$	$\lambda_{\Omega_{ccc}} = 0,045.$

Полагая для барионных дифакторов дипольную параметризацию $D_B(\vec{k}) = (1 + k^2 \langle \rho_B^2 \rangle / 12)^{-2}$, для отношения $R(B) = \sigma_T(BN) / \sigma_T(NN)$ не трудно получить следующий результат:

$$R(B) = \frac{3\lambda_B}{7} \left[\frac{2(1 - 3\lambda_B + \lambda_B^2)}{(1 - \lambda_B)^3} \ln(\lambda_B^{-1}) + \frac{1 + \lambda_B}{(1 - \lambda_B)^2} \right]. \quad /17/$$

Подстановка в /17/ численных значений λ_B , приведенных выше, приводит к следующим численным значениям:

$R(\Sigma) = 0,863$	$(0,863)_C,$
$R(\Xi) = 0,720$	$(0,718)_C,$
$R(\Omega) = 0,572$	$(0,567)_C,$
$R(\Sigma_c) = 0,725$	$(0,723)_C,$
$R(\Xi_{cs}) = 0,577$	$(0,572)_C.$

$R(\Xi_{cc}) = 0,423$	$(0,423)_C,$
$R(\Omega_{ssc}) = 0,425$	$(0,418)_C,$
$R(\Omega_{scc}) = 0,279$	$(0,270)_C,$
$R(\Omega_{ccc}) = 0,142$	$(0,137)_C.$

В скобках для сравнения приведены значения величин $R(b)$, полученные в предположении гауссовой параметризации барионных дифакторов, включая нуклонный

$$D_B(\vec{k}) = \exp(-k^2 \langle \rho_B^2 \rangle / 6). \quad /18/$$

Видно, что "реалистический" /дипольная параметризация $D_B(\vec{k})$ / и "нереалистический" /Гауссова параметризация/ варианты приводят к практически неразличимым значениям величин $R(B)$.

В /5/ приводятся результаты измерения величин $\sigma_T(\Xi N)$ и $\sigma_T(\Sigma N)$ при импульсах Σ, Ξ гиперонов порядка $80 \pm 140 \text{ ГэВ}/c$ $\sigma_T(\Sigma N) = 34 \pm 1 / \text{мб}$, $\sigma_T(\Xi N) = 29 \pm 1 / \text{мб}$. Если учесть, что при этих энергиях $\sigma_T(NN) = 39 \text{ мб}$, то из приведенных выше значений $R(\Sigma)$ и $R(\Xi)$ следует $\sigma_T(\Sigma N) = 33,67 \text{ мб}$, $\sigma_T(\Xi N) = 28,10 \text{ мб}$, что блестяще согласуется с экспериментальными значениями этих величин. Экспериментальная информация относительно других барион-нуклонных сечений, насколько нам известно, отсутствует.

Рассмотрим вопрос о том, с какой точностью полученные нами величины $R(B)$ удовлетворяют соотношениям "аддитивности", следующим из АМК. С этой целью, как и выше /в случае величин $R(M)$ / составим из них комбинации, которые в АМК были бы тождественно равны единице. Результат выглядит следующим образом:

$2R(\Sigma) - R(\Xi) = 1,006$	$(1,008)_C,$
$R(\Sigma) + R(\Xi) - R(\Omega) = 1,012$	$(1,014)_C,$
$2R(\Sigma_c) - R(\Xi_{cc}) = 1,020$	$(1,023)_C,$
$R(\Sigma_c) + R(\Xi_{cc}) - 2R(\Omega_{ccc}) = 1,013$	$(1,011)_C,$
$R(\Sigma) + R(\Sigma_c) - R(\Xi_{cs}) = 1,012$	$(1,014)_C,$
$R(\Sigma) + R(\Xi_{cs}) - R(\Omega_{ssc}) = 1,015$	$(1,017)_C,$
$R(\Sigma) + R(\Xi_{cc}) - R(\Omega_{scc}) = 1,015$	$(1,015)_C,$
$R(\Sigma_c) + R(\Xi_{cs}) - R(\Omega_{scc}) = 1,023$	$(1,025)_C,$
$R(\Sigma_c) + R(\Xi) - R(\Omega_{ssc}) = 1,021$	$(1,024)_C.$

Видно, что как и в случае мезон-нуклонных полных сечений, обе модели приводят к практически неразличимым предсказаниям для соотношений между величинами взаимодействий, как измеренных, так и пока не измеренных на опыте.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ АДРОННЫХ СОСТОЯНИЙ С НУКЛОНАМИ

Во введении отмечалось, что, согласно БП КХД, величины полных сечений взаимодействия с нуклонами возбужденных адронных состояний должны отличаться от сечений взаимодействия с нуклонами тех же адронов в основном состоянии.

При проведении количественных оценок этого эффекта мы ограничимся рассмотрением низших орбитальных $L=1$ и радиальных $n=2$ возбуждений системы двух нестранных кварков ($h^* = (\pi\bar{n})$). Система из двух кварков характеризуется значением полного спина кварков s . Синглетные $s=0$ и триплетные $s=1$ состояния двухкварковой системы в основном /невозбужденном/ состоянии, согласно гипотезе $SU(6)$ -симметрии, характеризуются одинаковыми пространственными волновыми функциями. Отсюда, например, в рамках модели двухглюонного обмена следует, что

$$\sigma_T(\rho N) = \text{const}(\lambda_\rho) = \sigma_T(\pi N), \quad /19/$$

где λ_ρ - спиральность ρ -мезона. Оба эти заключения подтверждают-ся имеющимися экспериментальными данными ^{16/}.

При орбитальных (L) возбуждениях триплетное состояние расщепляется на совокупность трех состояний, отвечающих значениям полного момента /спина возбужденного адрона/: $J = L + 1, L, L - 1$. Спин L - возбужденного синглетного состояния, очевидно, равен L . При радиальных возбуждениях полный момент системы кварков не меняется и остается равным s .

При конструировании волновых функций $\psi_{h^*}(\{r\})$ возбужденных состояний, необходимых для расчета их дифакторов и, в конечном итоге, величин $\sigma_T(h^*N)$, мы будем исходить из установленного в предыдущих разделах факта слабой зависимости величин $R(M)$ /а также $R(B)$ / от параметризации адронных дифакторов - использование "реалистических" полюсных и дипольных параметризаций приводит практически к тем же результатам, что и использование "нереалистических" гауссовых параметризаций.

Поскольку гауссовы дифакторы /и формфакторы/ для основных состояний кварковых систем отвечают выбору их волновых функций $\psi(\{r\})$ в виде волновых функций основного состояния гармонического осциллятора, то в качестве волновых функций возбужденных (L) состояний адронов разумно выбрать волновые функции возбужденных состояний гармонического осциллятора. Применительно к орбиталь-

ным (L) возбуждениям двух кварков это означает, что отвечающие им волновые функции имеют следующую структуру:

$$\psi_L^M(\vec{r}) = r_L^L Y^M \exp(-\frac{3}{4} r^2 / \langle \rho^2 \rangle), \quad /20/$$

где $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ - расстояние между кварками в мезоне, $\vec{r} = \frac{\vec{r}}{r}$, а $\langle \rho^2 \rangle$ - среднее значение квадрата расстояния между кварками в мезоне, представляющем основное состояние рассматриваемой пары кварков / в дальнейшем $\langle \rho^2 \rangle = \langle \rho_\pi^2 \rangle$ /. Рассмотрим вначале низшее $L=1$ орбитальное возбуждение системы двух нестранных кварков в синглетном $s=0$ состоянии и состоянии со значением изотопического спина $I=1$. Последнее ограничение вводится для того, чтобы не рассматривать эффекты смешивания системы двух нестранных кварков ($\pi\bar{n}$) с системой двух странных кварков (ss), которые имеют место в состоянии с $I=0$. Состоянию нестранный двухкварковой системы с $s=0, J=L=I=1$ отвечает, согласно современным представлениям, $B_1/1235$ -мезон.

Если ось квантования выбрать вдоль направления импульса p частицы, то значения магнитного квантового числа будут совпадать со значением спиральности мезона λ . Значения дифакторов $\mathcal{D}(k)$, отвечающих различным значениям λ , при этом будут различаться:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_\lambda(\vec{k}) &= \int |\psi_\lambda(r)|^2 \exp(ik\vec{r}) d\vec{r} = \\ &= \begin{cases} \mathcal{D}_0(\vec{k}) = \exp(-k^2 \langle \rho^2 \rangle / 6) & \lambda = 0, \\ \mathcal{D}_1(k) = [1 - k^2 \langle \rho^2 \rangle / 6] \mathcal{D}_0(k) & \lambda = \pm 1. \end{cases} \end{aligned} \quad /21/$$

Как следствие этого обстоятельства, различаются и полные сечения B_1N -взаимодействия для разных спиральных состояний B_1 -мезона. Простой расчет приводит к следующему результату:

$$\sigma_T(B_1 N) |_{\lambda=0} = \frac{8\pi}{9} a_s^2 \langle \rho_N^2 \rangle \{ \ln(1+\nu) + \nu \ln(1+\nu^{-1}) \} = \sigma_T(\pi N), \quad /22/$$

$$\sigma_T(B_1 N) |_{\lambda=\pm 1} = \frac{8\pi}{9} a_s^2 \langle \rho_N^2 \rangle \{ \ln(1+\nu) + 2\nu \ln(1+\nu^{-1}) \} = 1,513 \sigma_T(\pi N),$$

$$\nu = \frac{\langle \rho_\pi^2 \rangle}{\langle \rho_N^2 \rangle}.$$

Таким образом, модель предсказывает заметную зависимость величины $\sigma_T(B_1 N)$ от выстроенности B_1 -мезона. При построении кварковых волновых функций частиц, отвечающих орбитальному возбуждению системы двух кварков в триплетном состоянии $s=1$ /, следует

пользоваться хорошо известными правилами сложения орбитального момента L и спина s . Опуская технические подробности, приведем лишь результаты для соответствующих дифакторов и полных сечений. Опять таки ограничимся случаем $L = 1$ и $I = 1$ /орбитальные возбуждения ρ мезона/. Полученные ниже результаты справедливы и для орбитальных возбуждений ω -мезона с той точностью, с которой можно пренебречь эффектами ω - ϕ -смешивания.

Орбитальным / $L=1$ / возбуждением ρ -мезона со значением полного момента $J = 0$, по-видимому, является $\delta/970$ -мезон.

Для него получается следующий результат:

$$\mathcal{D}_\delta(\vec{k}) = \frac{1}{2} [\mathcal{D}_0(\vec{k}) + \mathcal{D}_1(\vec{k})], \quad /24/$$

$$\sigma_T(\delta N) = 1,257 \sigma_T(\rho N) = 1,257 \sigma_T(\pi N).$$

Состоянию двухкварковой системы с $s = L = J = I = 1$ отвечает $A_1/1100$ -мезон.

Для продольно-поляризованного / $\lambda = 0$ / и поперечно-поляризованного / $\lambda = \pm 1$ / A_1 -мезона получается соответственно:

$$\mathcal{D}_{A_1} = \mathcal{D}_1(\vec{k}), \quad \sigma_T(A_1 N) = 1,513 \sigma_T(\rho N), \quad \lambda = 0; \quad /25/$$

$$\mathcal{D}_{A_1} = \frac{1}{2} [\mathcal{D}_0(\vec{k}) + \mathcal{D}_1(\vec{k})]; \quad \sigma_T(A_1 N) = 1,257 \sigma_T(\rho N), \quad \lambda = \pm 1,$$

и, наконец, для конфигурации двух нестранных кварков с $J = 2$ $s = L = I = 1$, образующих $A_2/1310$ -мезон, имеется три существенно различающихся состояния: $\lambda = 0$, $\lambda = \pm 1$ и $\lambda = \pm 2$ со следующими характеристиками:

$$\lambda = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{D}_{A_2}(\vec{k}) = \frac{1}{3} [2\mathcal{D}_0(\vec{k}) + \mathcal{D}_1(\vec{k})], \\ \sigma_T(A_2 N) = 1,171 \sigma_T(\rho N), \end{array} \right.$$

$$\lambda = \pm 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{D}_{A_2}(\vec{k}) = \frac{1}{2} [\mathcal{D}_0(\vec{k}) + \mathcal{D}_1(\vec{k})], \\ \sigma_T(A_2 N) = 1,257 \sigma_T(\rho N), \end{array} \right. \quad /26/$$

$$\lambda = \pm 2 \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{D}_{A_2}(\vec{k}) = \mathcal{D}_1(\vec{k}), \\ \sigma_T(A_2 N) = 1,513 \sigma_T(\rho N). \end{array} \right.$$

Если пренебречь примесью ($s\bar{s}$)-состояний в орбитальных возбуждениях ω -мезона $s^*/993$ и $f/1270$, то

$$\sigma_T(s^* N) = \sigma_T(\delta N), \quad \sigma_T(f N) = \sigma_T(A_2 N). \quad /27/$$

Последнее соотношение выполняется покомпонентно для трех значений $|\lambda|$.

Перейдем теперь к рассмотрению радиально-возбужденных мезонов. К низшим радиальным возбуждениям системы двух нестранных кварков можно, по-видимому, отнести ρ' -мезон и недавно открытый $\pi'/1350$ -мезон. В рамках $SU(6)$ -симметрии оба они должны описываться одинаковыми пространственными волновыми функциями, которые в случае модели гармонического осциллятора имеют вид:

$$\psi(\vec{r}) \sim (1 - \frac{r^2}{2\langle \rho_\pi^2 \rangle}) \exp(-3r^2/4\langle \rho_\pi^2 \rangle). \quad /28/$$

Им отвечает дифактор

$$\mathcal{D}(\vec{k}) = (1 + \frac{2k^2\langle \rho_\pi^2 \rangle}{9} + \frac{4k^4\langle \rho_\pi^2 \rangle^2}{54}) \exp(-\frac{k^2\langle \rho_\pi^2 \rangle}{6}) \quad /29/$$

и полные сечения $\sigma_T(\rho'(\pi')N)$ вида

$$\begin{aligned} \sigma_T(\rho'(\pi')N) &= \frac{8\pi a_s^2}{9} \langle \rho_N^2 \rangle \{ \ln(1+\nu) + \frac{7}{3} \nu \ln(1+\nu^{-1}) - \frac{2}{3} \nu / (1+\nu) \} = \\ &= 1,444 \sigma_T(\rho(\pi)N). \end{aligned} \quad /30/$$

В заключение отметим, что в случае трехкварковых систем /барионов/ эффекты возбуждения меньше сказываются на величине полных сечений. Это связано с тем, что трехкварковая система имеет вдвое большее число степеней свободы, чем двухкварковая, а рассматриваемые низшие состояния возбуждения адронов отвечают возбуждению одной трехмерной степени свободы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги проведенного анализа, можно заключить, что для дискриминации предсказаний двух кварковых моделей БП КХД и АМК представляется целесообразным проведение экспериментов по определению величин $\sigma_T(h^*N)$, причём предпочтительнее $\sigma_T(M^*N)$. В настоящее время эти величины определяются в экспериментах на ядерных мишенях по степени поглощения ядерным веществом частиц h^* . Чтобы свести к минимуму возможные эффекты неупругих антиэкранировок, искажающих извлекаемую информацию при высоких энергиях, такие эксперименты целесообразно проводить при средних энергиях порядка 5 ГэВ. При этом для получения исчерпывающей информации

о зависимости сечений $\sigma_T(h^*N)$ от спиральности рождаемого адрона h^* необходимо наряду с когерентным рождением частиц h^* изучать также процессы их некогерентного рождения /7/.

Авторы благодарят У.Г.Гулямова, Б.З.Копелиовича и Л.И.Лапиду-са за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин Е.М., Франкфурт Л.Л. Письма в ЖЭТФ, 1965, 3, с. 105.
2. Lipkin H.J., Scheck F. Phys.Rev.Lett., 1966, 16, p. 71.
3. Gunion J.F., Soper H. Phys.Rev., 1977, D15, p. 2617.
4. Левин Е.М., Рыскин М.Г. ЯФ, 1981, 34, с. 1114.
5. Carter A.A. et al. Proc. of the XX-th International Conference on High Energy Physics, Madison, 1980, p. 51.
6. Alvensleben H. et al. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p. 786.
7. Тарасов А.В. ЭЧАЯ, 1976, 7, с. 771.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 сентября 1984 года.

Пак А.С., Садыков Н.О., Тарасов А.В. P2-84-616
Соотношения между полными сечениями адрон-адронных
взаимодействий в двух кварковых моделях

В рамках борновского приближения квантовой хромодинамики /БП КХД/ рассчитаны полные сечения $\sigma_T(h_1 h_2)$ мезон-нуклонных и барион-нуклонных взаимодействий. Показано, что результаты БП КХД для величин $\sigma_T(h, N)$ практически совпадают с соответствующими предсказаниями аддитивной модели кварков /АМК/. Показано, что для дискриминации этих моделей необходимо измерять полные сечения взаимодействия с нуклонами возбужденных адронных состояний $\sigma_T(h^*N)$, относительно которых БП КХД и АМК предсказывают существенно различающиеся значения.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой.

Pak A.S., Sadykov N.O., Tarasov A.V. P2-84-616
Relations between Total Hadron-Hadron Cross Sections in Two
Quark Models

In the framework of the Born approximation of QCD (BA QCD) the total cross sections of meson-nucleon and baryon-nucleon interactions are calculated. It is shown that the results of BA QCD for these values are practically consistent with the same predictions of the additive quark model (AQM). It is also shown that for the discrimination of these two models it is necessary to measure the total cross sections of interaction between nucleons and excited hadronic states $\sigma_T(h^*N)$ for which BA QCD and AQM predict rather different values.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984