

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3262/82

19/7-82

P2-82-294

+

В.В.Анисович*, М.Н.Кобринский*, Ю.Нири

РОЖДЕНИЕ БАРИОНОВ $\{70, 1^-\}$
В КВАРКОВОЙ СТАТИСТИКЕ

* ЛИЯФ АН СССР

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

Простые кварковые статистические правила, предложенные в ^{1,2/}, успешно использовались при описании процессов множественного рождения частиц. При этом выяснилось, что для вторичных частиц следует рассматривать не только низшие SU(6) - мультиплеты, но и состояния с ненулевыми орбитальными моментами кварков, прежде всего с L=1. Для мезонов L=1 было введено в ^{3,4/}; учет этих резонансов дал нам возможность достаточно хорошо описать множественности вторичных мезонов ^{4/}. Предсказанные множественности для барионов лишь качественно согласовались с экспериментальными данными; одна из причин расхождений, безусловно, состоит в том, что рассматривались только низшие L=0 барионные мультиплеты. Восполнить этот пробел призвана настоящая работа: здесь вычисляется вклад барионного 70-плета.

Вычисление P-волновых барионных состояний в рамках кварковой комбинаторики не составляет никакой принципиальной трудности. Трудность в другом - в том, что состав 70-плета не очень хорошо известен /мы используем данные ^{5/}/. Отдавая себе отчет в том, что с появлением новых экспериментальных данных эта картина может измениться, мы изложим результаты так, чтобы легко можно было включить и другие представления 70-плета.

2. РАЗЛОЖЕНИЕ V_{ij} , V_i И V ПО БАРИОННЫМ СОСТОЯНИЯМ 70-ПЛЕТА

Рассмотрим столкновение бариона с адроном. В рамках кварковой комбинаторики при описании множественного рождения адронов встречается два основных процесса: когда один или два кварка исходного бариона, оставаясь спектаторами, сливаются с кварками моря. При этом подхваченный морской кварк может оказаться как в S-волновом, так и в возбужденном состоянии. Переходы одного и двух начальных кварков в P-волновые состояния /состояния 70-плета/ показаны на рисунке. Кроме кварковых состояний $V_{ij} = q_i q_j q / q_i q_j$ - кварки, принадлежащие начальному бариону, подхватывают кварк моря $q /$ и $V_i = q_i q q /$ начальный кварк q_i подхватывает два кварка моря $q q /$ возможен еще случай $V = q q q$, когда барион образуется из одних морских кварков. Все эти состояния представляют собой

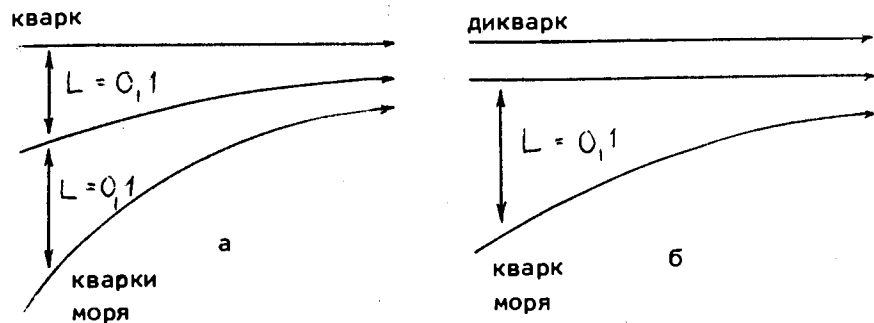


Рис.1. Переходы а/ кварк → барион 70-плета; б/ дикварк /два кварка бариона/ → барион 70-плета.

суперпозиции реальных барионов. Иными словами, V_{ij} , V_i и V следует разложить по SU(6) - мультиплетам барионов с учетом разных орбитальных моментов:

$$V_{ij} = \sum_L \alpha_2^B(L) V_{ij}(L),$$

$$V_i = \sum_L \alpha_1^B(L) V_i(L),$$

$$V = \sum_L \alpha^B(L) V(L).$$

/1/

Коэффициенты $\alpha_2^B(L)$, $\alpha_1^B(L)$ и $\alpha^B(L)$ являются некоторыми, не определенными с точки зрения кварковой статистики, числами, отнормированными условиями

$$\sum_L \alpha_2^B(L) = 1, \quad \sum_L \alpha_1^B(L) = 1, \quad \sum_L \alpha^B(L) = 1.$$

/2/

Это - вероятности обнаружить подхваченный кварк в S-волне /56-плет/, в P-волне /70-плет/ и т.д., заданные динамикой мультипериферической гребенки /или струи/. Если учитывается только 56-плет и 70-плет, то разложения /1/ принимают вид

$$V_{ij} = \alpha_2^B(0) V_{ij}(56,0) + \alpha_2^B(1) V_{ij}(70,1),$$

$$V_i = \alpha_1^B(0) V_i(56,0) + \alpha_1^B(1) V_i(70,1),$$

/3/

$$V = \alpha^B(0) V(56,0) + \alpha^B(1) V(70,1)$$

Здесь $\alpha_2^B(1)$ интерпретируется как вероятность Р-волнового состояния при подхвате дикварком $q_i q_j$ кварка моря q . Такая вероятность, по-видимому, зависит только от свойств кварковой струи и поэтому должна достаточно хорошо совпадать как в рассматриваемом, так и в случае, когда эта струя связана с рождением мезона. Для мезонов $\alpha_1^M(1) = \alpha^M(1) \approx 0,3$. Это означает, что морской кварк, рождающийся в мультипериферической струе, находится в S- или Р-состояниях с вероятностями 0,7 и 0,3, то есть $/0,7S + 0,3P/$. Для барионов, таким образом, можно считать, что $\alpha_2^B(0) \approx 0,7$, $\alpha_2^B(1) \approx 0,3$. В случае подхвата двух кварков моря вероятность найти кварки в состояниях с данными L определяется произведением $/0,7S + 0,3P/ \cdot /0,7S + 0,3P/$, откуда $\alpha_1^B(0) = 0,5$, $\alpha_1^B(1) = 0,4$. При этом вероятность рождения барионов с L=2 должна быть порядка 0,1, но этими состояниями будем здесь пренебрегать.

Очевидно, что для барионов моря В соотношения рождения SU(6)-мультиплетов 56, 70 и 20 такие же, как и для V_i . Мы видим, что если для барионов V_{ij} учет состояний 70-плета является поправкой, хоть и не малой, то для V_i и В вклад S- и Р-волновых состояний сравним и учет 70-плета просто необходим.

Как известно, 70-плет состоит из следующих $H = 2s+1 \{SU(3)\}_J$ состояний /где J=L+s - полный момент бариона, s - полный кварковый спин/:

$$\begin{aligned}
 & {}^2\{1\}_{1/2}, \quad {}^2\{1\}_{3/2}, \\
 & {}^2\{8\}_{1/2}, \quad {}^2\{8\}_{3/2}, \quad {}^4\{8\}_{1/2}, \quad {}^4\{8\}_{3/2}, \quad {}^4\{8\}_{5/2}, \\
 & {}^2\{10\}_{1/2}, \quad {}^2\{10\}_{3/2}.
 \end{aligned}$$

В табл.1 приводятся коэффициенты разложения V_{ij} , V_i и В по этим состояниям Н:

$$V_{ij}(L) = \sum_H \beta_{ij}(H) \cdot H.$$

$$V_i(L) = \sum_H \beta_i(H) \cdot H, \quad /4/$$

$$B(L) = \sum_H \beta(H) \cdot H.$$

Коэффициенты $\beta_{ij}(H)$, $\beta_i(H)$ и $\beta(H)$ вычисляются таким же образом, как в ⁶: путем проектирования состояний $q_i q_j q$, $q_i q q$ и $q q q$ на состояния Н. При этом необходимо вводить нормирующий множитель так, чтобы

Таблица 1

Коэффициенты разложения V_{ij} , V_i и В по состояниям Н

H	$B(uu)$					$B(\frac{u^2 d^2 + d^2 u^2}{\sqrt{2}})$					$B(\frac{2(u^2 d^2) - (u^2 d^2)}{\sqrt{5}})$					$B(\frac{(u^2 d^2) - (u^2 d^2)}{\sqrt{2}})$				
	${}^4h_{3/2}$	${}^4h_{1/2}$	${}^2h_{3/2}$	${}^2h_{1/2}$	${}^2h_{1/2}$	${}^4h_{3/2}$	${}^4h_{1/2}$	${}^2h_{3/2}$	${}^2h_{1/2}$	${}^2h_{1/2}$	${}^4h_{3/2}$	${}^4h_{1/2}$	${}^2h_{3/2}$	${}^2h_{1/2}$	${}^2h_{1/2}$	${}^4h_{3/2}$	${}^4h_{1/2}$	${}^2h_{3/2}$	${}^2h_{1/2}$	
N^+	$\frac{2}{9N_1}$	$\frac{4}{27N_1}$	$\frac{2}{27N_1}$	$\frac{2}{27N_1}$	$\frac{1}{27N_1}$	$\frac{1}{9N_1}$	$\frac{2}{27N_1}$	$\frac{1}{27N_1}$	$\frac{1}{27N_1}$	$\frac{1}{54N_1}$	$\frac{1}{90N_1}$	$\frac{1}{135N_1}$	$\frac{1}{270N_1}$	$\frac{41}{135N_1}$	$\frac{41}{270N_1}$			$\frac{1}{3N_1}$	$\frac{1}{6N_1}$	
N^0						$\frac{1}{9N_1}$	$\frac{2}{27N_1}$	$\frac{1}{27N_1}$	$\frac{1}{27N_1}$	$\frac{1}{54N_1}$	$\frac{1}{90N_1}$	$\frac{1}{135N_1}$	$\frac{1}{270N_1}$	$\frac{41}{135N_1}$	$\frac{41}{270N_1}$			$\frac{1}{3N_1}$	$\frac{1}{6N_1}$	
Λ																$\frac{\lambda}{5N_1}$	$\frac{\lambda}{10N_1}$			
{8}	Σ^+	$\frac{2\lambda}{9N_1}$	$\frac{4\lambda}{27N_1}$	$\frac{2\lambda}{27N_1}$	$\frac{2\lambda}{27N_1}$	$\frac{\lambda}{27N_1}$														
	Σ^0						$\frac{2\lambda}{9N_1}$	$\frac{4\lambda}{27N_1}$	$\frac{2\lambda}{27N_1}$	$\frac{2\lambda}{27N_1}$	$\frac{\lambda}{27N_1}$	$\frac{\lambda}{45N_1}$	$\frac{2\lambda}{135N_1}$	$\frac{\lambda}{135N_1}$	$\frac{\lambda}{135N_1}$	$\frac{\lambda}{135N_1}$	$\frac{\lambda}{270N_1}$			
Σ^-																				
Ξ^0																				
Ξ^-																				
Δ^{++}			$\frac{2}{9N_1}$	$\frac{1}{9N_1}$																
	Δ^+		$\frac{2}{27N_1}$	$\frac{1}{27N_1}$				$\frac{4}{27N_1}$	$\frac{2}{27N_1}$				$\frac{2}{135N_1}$	$\frac{1}{135N_1}$						
Δ^0								$\frac{4}{27N_1}$	$\frac{2}{27N_1}$				$\frac{2}{135N_1}$	$\frac{1}{135N_1}$						
Δ^-																				
{10}	Σ^+		$\frac{2\lambda}{27N_1}$	$\frac{\lambda}{27N_1}$																
	Σ^0								$\frac{2\lambda}{27N_1}$	$\frac{\lambda}{27N_1}$							$\frac{\lambda}{135N_1}$	$\frac{\lambda}{270N_1}$		
Σ^-																				
Ξ^0																				
Ξ^-																				
Ω^-																				
{11}	Λ															$\frac{\lambda}{5N_1}$	$\frac{\lambda}{10N_1}$	$\frac{2\lambda}{9N_1}$	$\frac{\lambda}{9N_1}$	

$$N_i = 1 + \frac{2\lambda}{3}$$

Таблица 1 /продолжение/

H	$B(\frac{u^2 s^2 + s^2 u^2}{\sqrt{2}})$					$B(\frac{u^2 s^2 + s^2 u^2}{\sqrt{2}})$					$B(\frac{2i u^2 s^2 - i u^2 s^2}{\sqrt{2}})$				
	${}^4 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^2 h_{3/2}$	${}^2 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^2 h_{3/2}$	${}^2 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^2 h_{3/2}$	${}^2 h_{3/2}$
N^+															
N^0															
\wedge	$\frac{1}{21N_2}$	$\frac{2}{21N_2}$	$\frac{1}{21N_2}$	$\frac{1}{42N_2}$	$\frac{1}{14N_2}$	$\frac{1}{21N_2}$	$\frac{1}{42N_2}$	$\frac{1}{21N_2}$	$\frac{1}{42N_2}$	$\frac{1}{70N_2}$	$\frac{1}{105N_2}$	$\frac{1}{210N_2}$	$\frac{1}{21N_2}$	$\frac{1}{42N_2}$	
Σ^+	$\frac{2}{21N_2}$	$\frac{4}{63N_2}$	$\frac{2}{63N_2}$	$\frac{1}{63N_2}$	$\frac{1}{21N_2}$	$\frac{2}{63N_2}$	$\frac{1}{63N_2}$	$\frac{10}{63N_2}$	$\frac{5}{63N_2}$	$\frac{1}{105N_2}$	$\frac{2}{315N_2}$	$\frac{1}{315N_2}$	$\frac{82}{815N_2}$	$\frac{41}{315N_2}$	
Σ^0	$\frac{1}{21N_2}$	$\frac{2}{63N_2}$	$\frac{1}{63N_2}$	$\frac{1}{63N_2}$	$\frac{1}{42N_2}$	$\frac{1}{63N_2}$	$\frac{1}{126N_2}$	$\frac{5}{63N_2}$	$\frac{5}{126N_2}$	$\frac{1}{210N_2}$	$\frac{1}{315N_2}$	$\frac{1}{315N_2}$	$\frac{41}{315N_2}$	$\frac{41}{630N_2}$	
Σ^-															
Σ^0	$\frac{2\lambda}{21N_2}$	$\frac{4\lambda}{63N_2}$	$\frac{2\lambda}{63N_2}$	$\frac{2\lambda}{63N_2}$	$\frac{\lambda}{21N_2}$	$\frac{2\lambda}{63N_2}$	$\frac{\lambda}{63N_2}$	$\frac{10\lambda}{63N_2}$	$\frac{5\lambda}{63N_2}$	$\frac{\lambda}{105N_2}$	$\frac{2\lambda}{315N_2}$	$\frac{\lambda}{315N_2}$	$\frac{82\lambda}{315N_2}$	$\frac{41\lambda}{315N_2}$	
Σ^-															
Δ^{++}															
Δ^+															
Δ^0															
Δ^-															
Σ^+		$\frac{8}{63N_2}$	$\frac{4}{63N_2}$			$\frac{4}{63N_2}$	$\frac{2}{63N_2}$			$\frac{4}{315N_2}$	$\frac{2}{315N_2}$				
Σ^0		$\frac{2}{63N_2}$	$\frac{2}{63N_2}$			$\frac{2}{63N_2}$	$\frac{2}{126N_2}$			$\frac{2}{315N_2}$	$\frac{1}{315N_2}$				
Σ^-															
Σ^0		$\frac{8\lambda}{63N_2}$	$\frac{4\lambda}{63N_2}$			$\frac{4\lambda}{63N_2}$	$\frac{2\lambda}{63N_2}$			$\frac{4\lambda}{315N_2}$	$\frac{2\lambda}{315N_2}$				
Σ^-															
Ω^-															
\wedge						$\frac{2}{21N_2}$	$\frac{1}{21N_2}$			$\frac{6}{35N_2}$	$\frac{3}{35N_2}$				

$N_2 = 1 + \frac{3\lambda}{7}$

Таблица 1 /продолжение/

H	B(u)					B(s)					B(ss)				
	${}^4 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^2 h_{3/2}$	${}^2 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^2 h_{3/2}$	${}^2 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^4 h_{3/2}$	${}^2 h_{3/2}$	${}^2 h_{3/2}$
N^+	$\frac{4}{N}$	$\frac{8}{3N}$	$\frac{4}{3N}$	$\frac{8}{3N}$	$\frac{4}{3N}$										
N^0	$\frac{2}{N}$	$\frac{4}{3N}$	$\frac{2}{3N}$	$\frac{4}{3N}$	$\frac{2}{3N}$										
\wedge	$\frac{2\lambda}{N}$	$\frac{4\lambda}{3N}$	$\frac{2\lambda}{3N}$	$\frac{4\lambda}{3N}$	$\frac{2\lambda}{3N}$	$\frac{2}{N_6}$	$\frac{4}{3N_6}$	$\frac{2}{3N_6}$	$\frac{4}{3N_6}$	$\frac{2}{3N_6}$					
Σ^+	$\frac{4\lambda}{N}$	$\frac{8\lambda}{3N}$	$\frac{4\lambda}{3N}$	$\frac{8\lambda}{3N}$	$\frac{4\lambda}{3N}$	$\frac{2}{N_5}$	$\frac{4}{3N_5}$	$\frac{2}{3N_5}$	$\frac{4}{3N_5}$	$\frac{2}{3N_5}$					
Σ^0	$\frac{2\lambda}{N}$	$\frac{4\lambda}{3N}$	$\frac{2\lambda}{3N}$	$\frac{4\lambda}{3N}$	$\frac{2\lambda}{3N}$	$\frac{2}{N_5}$	$\frac{4}{3N_5}$	$\frac{2}{3N_5}$	$\frac{4}{3N_5}$	$\frac{2}{3N_5}$					
Σ^-						$\frac{2}{N_5}$	$\frac{4}{3N_5}$	$\frac{2}{3N_5}$	$\frac{4}{3N_5}$	$\frac{2}{3N_5}$					
Σ^0	$\frac{2\lambda^2}{N}$	$\frac{4\lambda^2}{3N}$	$\frac{2\lambda^2}{3N}$	$\frac{4\lambda^2}{3N}$	$\frac{2\lambda^2}{3N}$	$\frac{4\lambda}{N_6}$	$\frac{8\lambda}{3N_6}$	$\frac{4\lambda}{3N_6}$	$\frac{8\lambda}{3N_6}$	$\frac{4\lambda}{3N_6}$	$\frac{1}{6N_3}$	$\frac{1}{9N_3}$	$\frac{1}{18N_3}$	$\frac{1}{18N_3}$	$\frac{1}{36N_3}$
Σ^-						$\frac{4\lambda}{N_6}$	$\frac{8\lambda}{3N_6}$	$\frac{4\lambda}{3N_6}$	$\frac{8\lambda}{3N_6}$	$\frac{4\lambda}{3N_6}$	$\frac{1}{6N_3}$	$\frac{1}{9N_3}$	$\frac{1}{18N_3}$	$\frac{1}{18N_3}$	$\frac{1}{36N_3}$
Δ^{++}				$\frac{4}{N}$	$\frac{2}{N}$										
Δ^+				$\frac{8}{3N}$	$\frac{4}{3N}$										
Δ^0				$\frac{4}{3N}$	$\frac{2}{3N}$										
Δ^-															
Σ^+				$\frac{8\lambda}{3N}$	$\frac{4\lambda}{3N}$			$\frac{4}{3N_5}$	$\frac{2}{3N_5}$						
Σ^0				$\frac{4\lambda}{3N}$	$\frac{2\lambda}{3N}$			$\frac{4}{3N_5}$	$\frac{2}{3N_5}$						
Σ^-								$\frac{4}{3N_6}$	$\frac{2}{3N_6}$						
Σ^0				$\frac{4\lambda^2}{3N}$	$\frac{2\lambda^2}{3N}$			$\frac{8\lambda}{3N_6}$	$\frac{4\lambda}{3N_6}$		$\frac{1}{18N_3}$	$\frac{1}{36N_3}$			
Σ^-								$\frac{8\lambda}{3N_6}$	$\frac{4\lambda}{3N_6}$		$\frac{1}{18N_3}$	$\frac{1}{36N_3}$			
Ω^-								$\frac{4\lambda^2}{N_6}$	$\frac{2\lambda^2}{N_6}$		$\frac{\lambda}{6N_3}$	$\frac{\lambda}{12N_3}$			
\wedge				$\frac{4\lambda}{3N}$	$\frac{2\lambda}{3N}$			$\frac{4}{3N_6}$	$\frac{2}{3N_6}$						

$N = 30 + 32\lambda + 8\lambda^2$

$N_3 = 1 + \frac{\lambda}{4}$

$N_5 = 32 + 32\lambda + 6\lambda^2$

Разложение N по реальным адронам

$4\{8\}_{\frac{1}{2}}$	N	$N(1670) \rightarrow 0,372 N\pi + 0,442 \Delta\pi + 0,047 N\eta + 0,140 N(\pi\pi)_0$
	Λ	$\Lambda(1800) \rightarrow 0,448 \Sigma\pi + 0,257 \Sigma^*\pi + 0,019 \Lambda\eta + 0,276 \Lambda(\pi\pi)_0$
	Σ	$\Sigma(1770) \rightarrow 0,066 \Sigma\pi + 0,174 \Lambda\pi + 0,033 \Sigma^*\pi + 0,388 N\bar{K} + 0,008 \Delta\bar{K} + 0,331 \Sigma(\pi\pi)_0$
	Ξ	$\Xi(2030) \rightarrow 0,588 \Xi\pi + 0,167 \Lambda\bar{K} + 0,098 \Sigma\bar{K} + 0,108 \Xi^*\pi + 0,039 \Sigma^*\bar{K}$
$4\{8\}_{\frac{3}{2}}$	N	$0,96 N(1725) + 0,0324 N(1520) \rightarrow 0,1392 N\pi + 0,6297 \Delta\pi + 0,2235 N(\pi\pi)_0$
	Λ	$0,922 \Lambda(1815) + 0,073 \Lambda(1690) + 0,001 \Lambda(1520) \rightarrow 0,8912 \Sigma^*\pi + 0,0758 N\bar{K} + 0,0290 \Sigma\pi$
	Σ	$0,09 \Sigma(1580) + 0,084 \Sigma(1675) + 0,828 \Sigma(1940) \rightarrow 0,2334 \Sigma^*\pi + 0,0970 \Sigma\pi + 0,0518 \Lambda\pi + 0,1119 N\bar{K} + 0,0124 \Sigma\eta + 0,3329 \Delta\bar{K} + 0,1602 \Sigma(\pi\pi)_0$
	Ξ	$\Xi(2030) \rightarrow 0,200 \Xi\pi + 0,06 \Lambda\bar{K} + 0,03 \Sigma\bar{K} + 0,44 \Xi^*\pi + 0,27 \Sigma^*\bar{K}$
$4\{8\}_{\frac{1}{2}}$	N	$0,624 N(1690) + 0,372 N(1515) \rightarrow 0,4515 N\pi + 0,2009 \Delta\pi + 0,0949 N\eta + 0,0293 \Lambda K + 0,0125 \Sigma K + 0,2051 N(\pi\pi)_0$
	Λ	$0,152 \Lambda(1825) + 0,846 \Lambda(1670) \rightarrow 0,6413 \Sigma\pi + 0,0569 \Sigma^*\pi + 0,1758 N\bar{K} + 0,0406 \Lambda\eta + 0,009 \Xi K + 0,0737 \Lambda(\pi\pi)_0$
	Σ	$0,053 \Sigma(1600) + 0,384 \Sigma(1770) + 0,563 \Sigma(1930) \rightarrow 0,1555 \Sigma\pi + 0,1344 \Lambda\pi + 0,2470 N\bar{K} + 0,1588 \Sigma^*\pi + 0,0556 \Sigma\eta + 0,0707 \Delta\bar{K} + 0,1809 \Sigma(\pi\pi)_0$
	Ξ	$\Xi(2030) \rightarrow 0,619 \Xi\pi + 0,165 \Lambda\bar{K} + 0,144 \Sigma\bar{K} + 0,052 \Xi^*\pi + 0,021 \Sigma^*\bar{K}$
$2\{8\}_{\frac{3}{2}}$	N	$0,0324 N(1725) + 0,96 N(1520) \rightarrow 0,5724 N\pi + 0,1315 \Delta\pi + 0,2876 N(\pi\pi)_0$
	Λ	$0,068 \Lambda(1815) + 0,792 \Lambda(1690) + 0,137 \Lambda(1520) \rightarrow 0,3992 \Sigma^*\pi + 0,2248 N\bar{K} + 0,3730 \Sigma\pi$
	Σ	$0,078 \Sigma(1580) + 0,884 \Sigma(1675) + 0,044 \Sigma(1940) \rightarrow 0,1204 \Sigma^*\pi + 0,7088 \Sigma\pi + 0,470 \Lambda\pi + 0,0587 N\bar{K} + 0,0007 \Sigma\eta + 0,0177 \Delta\bar{K} + 0,0528 \Sigma(\pi\pi)_0$
	Ξ	$\Xi(2030) \rightarrow 0,052 \Xi\pi + 0,227 \Lambda\bar{K} + 0,542 \Sigma\bar{K} + 0,048 \Xi\eta + 0,084 \Xi^*\pi + 0,052 \Sigma^*\bar{K}$

$2\{8\}_{\frac{1}{2}}$	N	$0,372 N(1690) + 0,624 N(1515) \rightarrow 0,420 N\pi + 0,1298 \Delta\pi + 0,1571 N\eta + 0,0175 \Lambda K + 0,0074 \Sigma K + 0,2630 N(\pi\pi)_0$
	Λ	$0,846 \Lambda(1825) + 0,152 \Lambda(1670) + 0,001 \Lambda(1402) \rightarrow 0,1162 \Sigma\pi + 0,0978 \Sigma^*\pi + 0,3173 N\bar{K} + 0,0499 \Xi K + 0,001 \Lambda\eta + 0,4103 \Lambda(\pi\pi)_0$
	Σ	$0,504 \Sigma(1600) + 0,397 \Sigma(1770) + 0,09 \Sigma(1930) \rightarrow 0,5105 \Sigma\pi + 0,1334 \Lambda\pi + 0,0253 \Sigma^*\pi + 0,0856 N\bar{K} + 0,0186 \Sigma\eta + 0,0257 \Delta\bar{K} + 0,1910 \Sigma(\pi\pi)_0$
	Ξ	$\Xi(2030) \rightarrow 0,032 \Xi\pi + 0,128 \Lambda\bar{K} + 0,448 \Sigma\bar{K} + 0,176 \Xi\eta + 0,152 \Xi^*\pi + 0,064 \Sigma^*\bar{K}$
$2\{10\}_{\frac{3}{2}}$	Δ	$\Delta(1675) \rightarrow 0,442 N\pi + 0,371 \Delta\pi + 0,487 \Delta(\pi\pi)_0$
	Σ	$0,828 \Sigma(1580) + 0,036 \Sigma(1675) + 0,137 \Sigma(1940) \rightarrow 0,0337 \Sigma\pi + 0,3050 \Lambda\pi + 0,2628 \Sigma^*\pi + 0,0199 N\bar{K} + 0,0021 \Sigma\eta + 0,0551 \Delta\bar{K} + 0,3225 \Sigma(\pi\pi)_0$
	Ξ	$\Xi(2030) \rightarrow 0,120 \Xi\pi + 0,130 \Lambda\bar{K} + 0,083 \Sigma\bar{K} + 0,009 \Xi\eta + 0,194 \Xi^*\pi + 0,463 \Sigma^*\bar{K}$
	Ω	$\Omega \rightarrow \Omega$
$2\{10\}_{\frac{1}{2}}$	Δ	$\Delta(1615) \rightarrow 0,265 N\pi + 0,706 \Delta\pi + 0,029 \Delta(\pi\pi)_0$
	Σ	$0,436 \Sigma(1600) + 0,221 \Sigma(1770) + 0,348 \Sigma(1930) \rightarrow 0,470 \Sigma\pi + 0,0818 \Lambda\pi + 0,1028 \Sigma^*\pi + 0,1696 N\bar{K} + 0,0339 \Sigma\eta + 0,0428 \Delta\bar{K} + 0,1041 \Sigma(\pi\pi)_0$
	Ξ	$\Xi(2030) \rightarrow 0,063 \Xi\pi + 0,063 \Lambda\bar{K} + 0,062 \Sigma\bar{K} + 0,031 \Xi\eta + 0,313 \Xi^*\pi + 0,469 \Sigma^*\bar{K}$
	Ω	$\Omega \rightarrow \Omega$
$2\{4\}_{\frac{3}{2}}$	Λ	$0,005 \Lambda(1815) + 0,137 \Lambda(1690) + 0,865 \Lambda(1520) \rightarrow 0,0628 \Sigma^*\pi + 0,4911 N\bar{K} + 0,4532 \Sigma\pi$
$2\{4\}_{\frac{1}{2}}$	Λ	$0,001 \Lambda(1825) + 1,00 \Lambda(1402) \rightarrow \Sigma\pi + 0,0001 \Sigma^*\pi + 0,0004 N\bar{K}$

$$\sum_H \beta_{ij}(H) = 1, \quad \sum_H \beta_1(H) = 1, \quad \sum_H \beta(H) = 1.$$

15/

В соответствии с экспериментом считается, что вероятность обнаружения в море странных кварков относительно подавлена. Как и в предыдущих работах, эта подавленность характеризуется параметром λ .

В дальнейшем необходимо перейти от H к реальным адронам. Исходя из ^{5/}, мы даем разложение H по этим реальным адронам в табл.2. Здесь же приведены распады на состояния низшего 56-плета. Недостающая вероятность аппроксимируется трехчастичным распадом, при этом считается, что $\pi\pi$ находится в состоянии $I=0$ / ϵ -мезон/.

Для сравнения с экспериментальными данными в адрон-адронных столкновениях надо ввести несколько предположений кроме чистой кварковой комбинаторики. Это будет сделано в следующей работе.

Авторы очень благодарны В.М.Шехтеру, который неоднократно указывал на необходимость учета в барионах состояний с $L=1$. Мы признательны также И.Азнаурян, А.Багдасаряну и Н.Тер-Исаакяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anisovich V.V., Shekhter V.M. Nucl.Phys., 1973, B55, p.455.
2. Bjorken J.D., Farrar S.R. Phys.Rev., 1974, D9, p. 1449.
3. Шехтер В.М., Щеглова Л.М. ЯФ, 1978, 27, с. 1070.
4. Anisovich V.V., Kobrinsky N.M., Nyiri J. LNPI Preprint 631, 1980; ЯФ, 1981, 34, с. 195; ЯФ, 1982, 35, с. 151.
5. Litchfield P.J., Cashmore R.J., Hey A.J.S. Proc. of the Topical Conference on Baryon Resonances. Oxford, 1976, p. 477.
6. Анисович В.В. ЯФ, 1978, 28, с. 761.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 апреля 1982 года.