

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ МЕЛОША И РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$

И. Г. АЗНАУРЯН, А. С. БАГДАСАРЯН

Показано, что наиболее достоверно установленные характеристики переходов $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$, а именно, амплитуды $A_{1/2}^p$, $A_{3/2}^p$, $A_{3/2}^n$ распада $D_{13}(1510) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$ и данные по распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$ хорошо согласуются с предсказаниями, следующими из преобразования Мелоша. Приведены предсказания для амплитуд других переходов, экспериментальная проверка которых важна для проверки применимости преобразования Мелоша для взаимодействующих кварков.

1. Унитарное преобразование между генераторами групп $SU(6)_{W, \text{cur.}}$ и $SU(6)_{W, \text{const.}}$ для „токовых“ и „классификационных“ кварков было найдено Мелошем в модели свободных кварков [1]. Не вдаваясь в трудности, связанные с обобщением подобного преобразования на случай взаимодействующих кварков, многие авторы [1—6] рассматривали возможность применения к физическим матричным элементам тех правил отбора, которые следуют из преобразования Мелоша для матричных элементов операторов, имеющих определенные трансформационные свойства относительно преобразований группы $SU(6)_{W, \text{cur.}}$. Сравнение этих правил отбора с экспериментом позволяет заключить, насколько свойства рассматриваемого унитарного преобразования, полученные в модели свободных кварков, применимы в случае взаимодействующих кварков.

Матричные элементы дипольного момента плотности векторного тока, пространственный интеграл от временной компоненты которого является одним из генераторов группы $SU(6)_{W, \text{cur.}}$, непосредственно связаны с радиационными переходами. Правила отбора для них, получаемые из преобразования Мелоша, рассмотрены в работах [1, 4—6]. Имеющиеся экспериментальные данные по радиационным распадам мезонов недостаточны для проверки этих правил отбора [4]. Для барионов из имеющихся экспериментальных данных наибольший интерес представляет рассмотрение переходов $[56, 0^+] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ и $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ (здесь барионы классифицированы по представлениям группы $SU(6)_{W, \text{const.}} \times O(3)$). При этом оказывается [4], что правила отбора для переходов $[56, 0^+] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ совпадают с предсказаниями $SU(6)$ -симметрии [7], и те из них, которые допускают экспериментальную проверку, выполняются в пределах 30%.

Богатую информацию для проверки правил отбора, получаемых из преобразования Мелоша, дают экспериментальные данные по переходам $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$. В настоящей работе мы проанализируем эти данные. При этом наряду с данными [8—14] по радиационным распадам нуклонных резонансов мы используем также эксперимен-

тельную информацию по распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$ [15, 16]. В работе показано, что совокупность достоверно установленных характеристик переходов $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ хорошо согласуется с предсказаниями Мелоша. В частности, из данных анализов [8–14] и преобразования Мелоша следует согласующаяся с экспериментом величина электрического перехода в $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$ и подавление магнитного перехода в этом распаде. Интересно отметить, что учет примеси октета в $\Lambda(1520)$ существенно улучшает согласие между экспериментом по $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$ и предсказаниями, следующими из данных анализов [8–14] и преобразования Мелоша.

2. Рассмотрим векторный ток $V_\mu^\alpha(r, t)$ (α — индекс $SU(3)$), для которого величина

$$Q^\alpha(t) = \int dr V_0^\alpha(r, t) \quad (1)$$

является в системе $p \rightarrow \infty$ одним из генераторов группы $SU(6)_{W, \text{cur.}}$. Будем считать, что ток $V_\mu^\alpha(r, t)$ соответствует электромагнитному току.

Если ввести оператор дипольного момента

$$D_+^\alpha = -i \int dr \frac{x_1 + ix_2}{2} V_0^\alpha(r, t), \quad (2)$$

то матричные элементы этого оператора между состояниями с $p \rightarrow \infty$ пропорциональны амплитудам перехода между этими состояниями с излучением фотона. Для радиационных распадов барионных резонансов в приближении нулевой ширины имеем [4]

$$\Gamma(B^* \rightarrow B\gamma) = \frac{4\alpha}{2J+1} k^3 \sum_\lambda |\langle B^*, \lambda | D_+^\alpha | B, \lambda-1 \rangle|^2, \quad (3)$$

где $\alpha = 1/137$, k — импульс фотона в системе покоя резонанса, J и λ — полный момент и спиральность резонанса.

Матричные элементы оператора D_+ в (3) при $\lambda = 1/2$ и $3/2$ пропорциональны амплитудам $A_{1/2}$ и $A_{3/2}$, введенным в [17] и нормированным согласно условию

$$\Gamma(B^* \rightarrow B\gamma) = \frac{k^2}{\pi} \frac{M_B}{M_{B^*}} \frac{2}{2J+1} (|A_{1/2}|^2 + |A_{3/2}|^2). \quad (4)$$

Рассмотрим классификацию состояний по неприводимым представлениям группы $SU(6)_{W, \text{const.}} \times O(3)$ и для определения состояния будем задавать квантовые числа R, A, L, S, J, λ , где R, A, L обозначают классификацию соответственно по группам $SU(6)_W, SU(3)$ и $O(3)$, S — суммарный спин кварков, J и λ — полный момент и спиральность состояния. Если V есть оператор унитарного преобразования между генераторами групп $SU(6)_{W, \text{const.}}$ и $SU(6)_{W, \text{cur.}}$, то

$$\langle B^*, \lambda | D_+^2 | B, \lambda - 1 \rangle = \langle R', A', L', S', J', \lambda, \text{const.} | D_+^2 | R, A, L, S, J, \lambda - 1, \text{const.} \rangle = \langle R', A', L', S', J', \lambda, \text{cur.} | V^{-1} D_+^2 V | R, A, L, S, J, \lambda - 1, \text{cur.} \rangle. \quad (5)$$

Для унитарного преобразования V , найденного Меллошем в модели свободных кварков, трансформационные свойства оператора $V^{-1} D_+ V$ относительно группы $SU(6)_{W, \text{cur.}} \times O(3)$ известны и задаются соотношением

$$\begin{aligned} V^{-1} D_+ V \sim & [35; \Delta W = 0, \Delta W_z = 0; \Delta L_z = \pm 1] + \\ & + [35; \Delta W = 1, \Delta W_z = \pm 1; \Delta L_z = 0] + \\ & + [35; \Delta W = 1, \Delta W_z = 0; \Delta L_z = \pm 1] + \\ & + [35; \Delta W = 1, \Delta W_z = \mp 1; \Delta L_z = \pm 2]. \end{aligned} \quad (6)$$

Используя теорему Вигнера—Эккарта, можно свести матричные элементы (5) от каждого из слагаемых в (6) к приведенным матричным элементам, которые зависят лишь от R, L и R', L' , т. е. являются общими для всех радиационных переходов между двумя мультиплетами. Обозначим эти приведенные матричные элементы для слагаемых в (6) через A, B, C и D . Тогда для конкретного перехода получим

$$\langle B^*, \lambda | D_+^2 + \frac{1}{\sqrt{3}} D_+^3 | B, \lambda - 1 \rangle = aA + bB + cC + dD, \quad (7)$$

где через a, b, c и d обозначены произведения коэффициентов Клебша—Гордана, которые получаются при сведении матричных элементов (5) к приведенным матричным элементам A, B, C и D . Значения коэффициентов a, b и c для интересующих нас распадов $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ приведены в табл. 1.

Сравнение с экспериментом правил отбора, следующих из (6) и (7), позволяет заключить, насколько свойства унитарного преобразования V , полученные в модели свободных кварков, применимы в случае взаимодействующих кварков.

3. В настоящее время имеется экспериментальная информация об электромагнитных характеристиках барионов, входящих в мультиплеты $[56, 0^+]$, $[70, 1^-]$, $[56, 2^+]$ и мультиплет $[56, 0^+]$, с радиальным возбуждением. Эта информация включает в себя следующие данные.

а) Для переходов $[56, 0^+] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ известны магнитные моменты протона, нейтрона, Λ - и Σ -гиперонов, а также магнитный момент перехода $\Delta(1232) \rightarrow N\gamma$. Правила отбора для этих переходов определяются одним слагаемым в (6) и (7), имеющим $\Delta L_z = 0$; остальные слагаемые, содержащие A, C, D , равны нулю. Предсказания, следующие при учете этого слагаемого, совпадают с предсказаниями $SU(6)$ -симметрии и выполняются в пределах 30%.

Таблица 1

Коэффициенты a , b и c перед приведенными матричными элементами
в соотношении (7) для распадов $[70,1^-] \rightarrow [56,0^+] + \gamma$

Переход	Спиральность λ	a	b	c
$S_{11} (1535) \rightarrow \gamma p$	1/2	-1/6	-1/6	1/6
	1/2	1/6	1/18	-1/18
$S_{11} (1700) \rightarrow \gamma p$	1/2	0	0	0
	1/2	0	-1/18	1/18
$D_{13} (1510) \rightarrow \gamma p$	1/2	$-\sqrt{2}/12$	$\sqrt{2}/6$	$\sqrt{2}/12$
	3/2	$-\sqrt{6}/12$	0	$-\sqrt{6}/12$
	1/2	$\sqrt{2}/12$	$-\sqrt{2}/18$	$-\sqrt{2}/36$
	3/2	$\sqrt{6}/12$	0	$\sqrt{6}/36$
$D_{13} (1700) \rightarrow \gamma p$	1/2	0	0	0
	3/2	0	0	0
	1/2	0	$-\sqrt{5}/90$	$2\sqrt{5}/45$
	3/2	0	$-\sqrt{15}/30$	$\sqrt{15}/45$
$D_{15} (1670) \rightarrow \gamma p$	1/2	0	0	0
	3/2	0	0	0
	1/2	0	$1/6\sqrt{1/5}$	$1/6\sqrt{1/5}$
	3/2	0	$-1/6\sqrt{2/5}$	$-1/6\sqrt{2/5}$
$S_{31} (1650) \rightarrow \gamma N$	1/2	-1/6	1/18	-1/18
$D_{33} (1685) \rightarrow \gamma N$	1/2	$-\sqrt{2}/12$	$-\sqrt{2}/18$	$-\sqrt{2}/36$
	3/2	$-\sqrt{6}/12$	0	$\sqrt{6}/36$
$\Delta_{\text{сингл.}} (1520) \rightarrow \Delta (1115) \gamma$	1/2	$\sqrt{2}/24$	$-\sqrt{2}/12$	$-\sqrt{2}/24$
	3/2	$\sqrt{6}/24$	0	$\sqrt{6}/24$
$\Delta_{\text{октет}} (1520) \rightarrow \Delta (1113) \gamma$	1/2	$\sqrt{2}/24$	$-\sqrt{2}/36$	$-\sqrt{2}/72$
	3/2	$\sqrt{6}/24$	0	$\sqrt{6}/72$
$\Delta_{\text{сингл.}} (1520) \rightarrow \Sigma \gamma$	1/2	$\sqrt{6}/24$	$-\sqrt{6}/12$	$-\sqrt{6}/24$
	3/2	$\sqrt{2}/8$	0	$\sqrt{2}/8$
$\Delta_{\text{октет}} (1520) \rightarrow \Sigma \gamma$	1/2	$-\sqrt{6}/24$	$\sqrt{6}/36$	$\sqrt{6}/72$
	3/2	$-\sqrt{2}/8$	0	$-\sqrt{2}/24$

б) Из анализа реакции $\gamma N \rightarrow N\pi$ определяются характеристики радиационных распадов нуклонных резонансов, входящих в $[70, 1^-]$, $[56, 2^+]$ и $[56, 0^+]$. Однако в определении этих характеристик имеются большие неоднозначности, связанные с неполнотой экспериментальных данных и неопределенностями в учете нерезонансного фона в реакции $\gamma N \rightarrow N\pi$. Если принять во внимание расхождения в значениях констант, полученных в разных анализах [8—14], а также ошибки в каждом анализе, то достоверно установленными можно считать лишь электромагнитные характеристики немногих резонансов. Например, оказывается, что амплитуды A_λ радиационных распадов всех нуклонных резонансов, входящих в $[56, 2^+]$, по разным анализам [8—14] меняются в интервалах, превышающих $60 \text{ (Гэв}^{-1/2} 10^{-3})$, что сравнимо с величиной этих амплитуд. Для мультиплета $[56, 0^+]$, достоверно установлена лишь амплитуда $A_{1/2}^p$ распада $P_{11}(1470) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$. Поэтому проверка предсказаний, следующих из преобразования Мелоша, для этих мультиплетов затруднена, поскольку в отличие от кварковых моделей преобразование Мелоша не дает абсолютных предсказаний, а проверка следующих из него правил отбора (6) и (7) требует более точного знания амплитуд.

в) Для мультиплета $[70, 1^-]$ амплитуды радиационных распадов нуклонных резонансов установлены более точно (см. табл. 2). При этом по всем анализам [8—14] наиболее однозначно известны амплитуды $A_{1/2}^p$, $A_{3/2}^p$ и $A_{3/2}^n$ для распада $D_{13}(1510) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$. Поскольку правила отбора для распадов $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ определяются тремя слагаемыми в (6) и (7), имеющими $\Delta L_z = 0$ и ± 1 и содержащими A , B и C , то для проверки предсказаний, следующих из преобразования Мелоша, желательно иметь хорошо установленную информацию по распаду $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$, полученную из других экспериментов. Такой информацией являются данные [15, 16] по распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$, полученные из экспериментов по реакции $K^- p \rightarrow \Lambda \gamma$. Преимущество использования этих данных заключается в том, что реакция $K^- p \rightarrow \Lambda \gamma$ имеет в области резонанса $\Lambda(1520)$ сильно подавленный нерезонансный фон, в результате чего амплитуды распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$ определены с большой точностью. Известно [15, 16], что в распаде $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$ переход $M2$ сильно подавлен по сравнению с переходом $E1$, а амплитуда, соответствующая переходу $E1$, определена с точностью $10 \pm 15\%$. Ширина распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$ равна $\Gamma = 0,12 \pm 0,03 \text{ Мэв}$.

Используя значения амплитуд $A_{1/2}^p$, $A_{3/2}^p$ и $A_{3/2}^n$ для распада $D_{13}(1510) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$, определим приведенные матричные элементы A , B и C для распадов $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$. Значения этих матричных элементов из анализов [9—11] приведены в табл. 3. При определении приведенных матричных элементов мы рассмотрели два вариан-

Таблица 2

Экспериментальные данные для амплитуд радиационных распадов нуклонных резонансов, входящих в мультиплет $[70,1^-]$, и предсказания, следующие из преобразования Меллоша и релятивистской кварковой модели

Резонанс	Амплитуда	MW [13]	KMO [8]	$KMORR$ [9]	DLR [10]	C [11]	BC [12]	FFH [14]	Предсказания, следующие из преобразования Меллоша		FKR [19]
									(I)	(II)	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$S_{11} (1535)$	$A_{1/2}^p$	63 ± 13	56 ± 20	89 ± 21	78 ± 20	82 ± 7	65	70 ± 4	137	192	156
	$A_{1/2}^n$	-51 ± 21	-52 ± 5	52 ± 21	5 ± 15	-88 ± 11	-106		-116	-152	-108
$S_{11} (1700)$	$A_{1/2}^p$	12 ± 15	56 ± 18	52 ± 11	29 ± 18	44 ± 18	47	68 ± 9	0	0	0
	$A_{1/2}^n$	-19 ± 22	-15 ± 35	-55 ± 39	-6 ± 31	-103 ± 10	-44		-11,1	-26,6	30
$D_{13} (1510)$	$A_{1/2}^p$	-6 ± 6	-19 ± 8	-19 ± 21	-8 ± 15	-9 ± 4	-13	-5 ± 5	-8	-8	-34
	$A_{3/2}^p$	165 ± 11	169 ± 12	170 ± 7	171 ± 12	162 ± 4	155	164 ± 8	171	171	109
	$A_{1/2}^n$	-66 ± 10	-77 ± 5	70 ± 21	-89 ± 19	-67 ± 4	-54		-53,6	-63,5	-31
	$A_{3/2}^n$	-148 ± 13	-120 ± 10	-128 ± 7	-155 ± 19	-133 ± 3	-136		-155	-155	-109
$D_{13} (1700)$	$A_{1/2}^p$	0 ± 34	-15 ± 40	22 ± 39	-48 ± 50	-12 ± 10	-4	-14 ± 25	0	0	0
	$A_{3/2}^p$	0 ± 29	30 ± 40	61 ± 32	-6 ± 14	-12 ± 10	-27	0 ± 14	0	0	0
	$A_{1/2}^n$	0 ± 34	-36 ± 40	73 ± 67	-21 ± 98	81 ± 15	33		4,62	-11,2	-10
	$A_{3/2}^n$	0 ± 44	24 ± 24	51 ± 81	-26 ± 67	107 ± 25	29		33,5	61,3	-40

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$D_{15} (1670)$	$A_{1/2}^p$	10 ± 13	13 ± 14	7 ± 24	19 ± 21	27 ± 9	10	34 ± 4	0	0	0
	$A_{3/2}^p$	42 ± 24	14 ± 8	17 ± 21	14 ± 4	15 ± 6	17	19 ± 9	0	0	0
	$A_{1/2}^n$	4 ± 15	-43 ± 6	-43 ± 24	-29 ± 23	-52 ± 3	-62		-34, 4	-34, 4	-38
	$A_{3/2}^n$	-9 ± 30	-71 ± 30	-90 ± 53	-68 ± 20	-83 ± 7	-78		-48, 6	-48, 6	-53
$S_{31} (1650)$	$A_{1/2}$	105 ± 38	33 ± 15	27 ± 18	-10 ± 17	44 ± 27	45	-5 ± 16	108	115	47
$D_{33} (1685)$	$A_{1/2}$	0 ± 48	78 ± 9	79 ± 32	54 ± 29	101 ± 11	119	72 ± 33	119	150	88
	$A_{3/2}$	0 ± 41	70 ± 9	61 ± 39	72 ± 14	116 ± 24	102	87 ± 23	142	177	84

Таблица 3

Приведенные матричные элементы для распадов $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$, определенные из данных экспериментов [9–11] по амплитудам $A_{1/2}^p$, $A_{3/2}^p$ и $A_{3/2}^n$ распада $D_{13}(1510) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$

	(I)			(II)		
	$A, \text{Гэв}^{-1}$	$B, \text{Гэв}^{-1}$	$C, \text{Гэв}^{-1}$	$A, \text{Гэв}^{-1}$	$B, \text{Гэв}^{-1}$	$C, \text{Гэв}^{-1}$
KMORR [9]	-2,52 $\pm 0,26$	-0,94 $\pm 0,51$	-1,40 $\pm 0,34$	-3,45 $\pm 0,11$	-2,11 $\pm 0,42$	0
DLR [10]	-3,38 $\pm 0,64$	-1,56 $\pm 0,75$	-0,59 $\pm 0,75$	-3,85 $\pm 0,23$	-2,09 $\pm 0,32$	0
C [11]	-2,74 $\pm 0,11$	-1,05 $\pm 0,16$	-1,01 $\pm 0,17$	-3,32 $\pm 0,06$	-1,84 $\pm 0,09$	0

та: I) когда в соотношениях (6) и (7) учтены все члены, содержащие A , B , C , и II) когда в этих соотношениях не учтен член, содержащий C , что соответствует кварковым моделям, в которых запрещен переход с $\Delta W = \Delta L_z = 1$. В табл. 4 приведены соответствующие этим значениям A , B , C предсказания для распадов $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$ и $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma \gamma$, следующие из преобразования Меллоша. При получении этих предсказаний мы рассмотрели два случая, когда $\Lambda(1520)$ является чистым унитарным синглетом и когда в $\Lambda(1520)$ есть примесь октета с углом смешивания $\theta = -26^\circ$ [18].

Из табл. 4 видно, что учет примеси октета в $\Lambda(1520)$ существенно улучшает согласие полученных предсказаний с экспериментальными данными по $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$. Эти предсказания хорошо согласуются с экспериментом в обоих вариантах (I) и (II). Поэтому эксперимент по распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$ не позволяет отдать предпочтение одному из этих вариантов.

Значения приведенных матричных элементов A , B и C , полученные на основе данных анализа [10], привели к наилучшему согласию между предсказаниями Меллоша и экспериментом по $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$. Эти значения A , B и C мы использовали для получения предсказаний, следующих из преобразования Меллоша для распадов всех нуклонных резонансов, входящих в мультиплет $[70, 1^-]$. Предсказания приведены в табл. 2. Для сравнения в этой таблице приведены также предсказания, полученные в релятивистской кварковой модели [19]. Из таблицы видно, что предсказания, соответствующие вариантам (I) и (II), близки, и эксперимент по радиационным распадам нуклонных резонансов не позволяет различить правила отбора этих вариантов. Видно также, что при имеющихся неопределенностях в определении амплитуд A проверка этих правил отбора затруднена.

Рассмотрим следствия, получаемые из применения преобразования Меллоша к распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma \gamma$. В случае, когда $\Lambda(1520)$ является

Таблица 4

Предсказания для распадов $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$ и $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\gamma$, полученные с использованием преобразования Меллоша по параметрам табл. 3

	Без учета примеси октета в $\Lambda(1520)$				С учетом примеси октета в $\Lambda(1520)$					
	$\Gamma(\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma), M_{\text{эв}}$		$\frac{M_2}{E_1}$ в $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$		$\Gamma(\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma), M_{\text{эв}}$		$\frac{M_2}{E_1}$ в $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$		$\Gamma(\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\gamma), M_{\text{эв}}$	
	(I)	(II)	(I)	(II)	(I)	(II)	(I)	(II)	(I)	(II)
<i>KMORR</i> [9]	0,049 $\pm 0,004$	0,038 $\pm 0,003$	-0,43 $\pm 0,11$	-0,44 $\pm 0,12$	0,073 $\pm 0,005$	0,067 $\pm 0,004$	-0,34 $\pm 0,08$	-0,31 $\pm 0,08$	0,061 $\pm 0,008$	0,043 $\pm 0,006$
<i>DLR</i> [10]	0,049 $\pm 0,007$	0,046 $\pm 0,005$	-0,37 $\pm 0,07$	-0,37 $\pm 0,07$	0,083 $\pm 0,010$	0,083 $\pm 0,010$	-0,28 $\pm 0,05$	-0,27 $\pm 0,05$	0,055 $\pm 0,010$	0,050 $\pm 0,007$
<i>C</i> [11]	0,044 $\pm 0,002$	0,035 $\pm 0,001$	-0,38 $\pm 0,02$	-0,38 $\pm 0,02$	0,070 $\pm 0,003$	0,062 $\pm 0,002$	-0,29 $\pm 0,02$	-0,28 $\pm 0,02$	0,052 $\pm 0,003$	0,038 $\pm 0,002$
Эксперимент [15, 16]	$0,12 \pm 0,03$		$-0,01 \pm 0,08$		$0,12 \pm 0,03$		$-0,01 \pm 0,08$			

ся чистым унитарным синглетом, для получения ширины этого распада может быть использована симметрия $SU(3)$, из которой следует, что $\Gamma(\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\gamma) = 3 \Gamma(\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma)$ без учета разности масс Σ и Λ . С учетом этой разности масс получаем $\Gamma(\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\gamma) = (0,22 \pm 0,05) \text{ Мэв}$. Если учесть примесь октета в $\Lambda(1520)$, то $SU(3)$ -симметрия при имеющихся экспериментальных данных не дает предсказаний для $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\gamma$. Предсказания для ширины этого распада, следующие из преобразования Меллоша, приведены в табл. 4, откуда видно сильное подавление распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\gamma$. Экспериментальная проверка этого предсказания, а также предсказаний для амплитуд радиационных распадов нуклонных резонансов, входящих в мультиплет $[70, 1^-]$, важна для проверки применимости преобразования Меллоша для взаимодействующих кварков.

Авторы искренне признательны С. Г. Матиняну за полезные обсуждения.

Ереванский физический институт

Поступила 6.IX.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. J. Melosh. Phys. Rev., D9, 1095 (1974).
2. F. J. Gilman, M. Kugler, S. Meshkov. Phys. Lett., 45B, 481 (1973); Phys. Rev. D9, 715 (1974).
3. A. J. G. Hey, J. Rosner, J. Weyers. Nucl. Phys., B61, 205 (1973).
4. F. J. Gilman, I. Karliner. Phys. Rev., D10, 2194 (1974).
5. J. Babcock, J. L. Rosner. Preprint CALT-68-485 (1975).
6. A. J. G. Hey, J. Weyers. Phys. Lett., 48B, 69 (1974).
7. M. A. B. Beg, B. W. Lee, A. Pais. Phys. Rev. Lett., 13, 514 (1964).
8. G. Knies, R. G. Moorhouse, H. Oberlack. Phys. Rev., D9, 2680 (1974).
9. G. Knies et al. Proc. of the 17th International Conference on High Energy Physics, London, 1974.
10. R. C. E. Devenish, D. H. Lyth, W. Rankin. Phys. Lett., 52B, 227 (1974).
11. R. L. Crawford. Nucl. Phys., B97, 125 (1975).
12. I. H. Barbour, R. L. Crawford. Proc. of the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford University, August, 1975.
13. W. J. Metcalf, R. L. Walker. Nucl. Phys., B76, 253 (1974).
14. P. Feller et al. Nucl. Phys., B104, 219 (1976).
15. T. S. Mast et al. Phys. Rev. Lett., 21, 1715 (1968).
16. Review of Particle Properties. Phys. Lett., 50B, 170 (1974).
17. R. L. Walker. Proc. of the 4th International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool, September, 1969.
18. N. P. Santos, M. Goldberg, B. T. Meadows. BNL Report BNL-17851 (1973).
19. R. P. Feynman, M. Kislinger, F. Ravndal. Phys. Rev., D3, 2706 (1971).

ՄԵԼՈՇԻ ՁԵՎԱԲՈՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$
ՌԱԴԻԱՑԻՈՆ ՏՐՈՂՈՒՄՆԵՐԸ

Ի. Գ. ԱԶԵԱՆԻՐՅԱՆ, Ա. Ս. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ

Ցույց է արված, որ $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ տրոհումների առավել ճշգրիտ որոշված բնութագրերը, ինչպիսիք են $D_{13}(1510) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$ տրոհման $A_{1/2}^p$, $A_{3/2}^p$, $A_{3/2}^n$ ամպլիտուդաները և $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$ տրոհման ավալները լավ համապատասխանում են Մելոշի

ձևափոխություններից հետևող կանխագուշակումներին: Բերված են ութիշ անցումների ամպլիտուդաների կանխագուշակումները, որոնց փորձնական ստուգումը կարևոր է փոխազդող կվարկերի դեպքում Մելոշի ձևափոխության կիրառելիությունը ստուգելու համար:

THE MELOSH TRANSFORMATION AND $[70,1^-] \rightarrow [56,0^+] + \gamma$ RADIATIVE DECAYS

I. G. AZNAURYAN, A. S. BAGDASARYAN

It is shown, that the most reliably established characteristics of $[70,1^-] \rightarrow [56,0^+] + \gamma$ transitions, namely, the amplitudes $A_{1/2}^p$, $A_{3/2}^p$, $A_{3/2}^n$ of the $D_{13}(1510) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$ decay and the data on $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) \gamma$ decay are in a good agreement with the predictions following from the Melosh transformation. Predictions are presented for the amplitudes of other transitions, experimental confirmations of which are important for testing the applicability of the Melosh transformation to interacting quarks.