

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

4-84-761

В.С.Барашенков, Б.Ф.Костенко

**СЕЧЕНИЯ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ Δ (1232)-РЕЗОНАНСА
С НУКЛОНОМ**

1984

Для теоретической интерпретации экспериментальных данных по взаимодействиям релятивистских частиц и ядер с ядрами необходимо учитывать резонансные взаимодействия, в частности - взаимодействия резонанса $\Delta(1232)$ с протоном и нейтроном. Поскольку экспериментальные данные об этих взаимодействиях пока отсутствуют, требуемые сведения можно получить лишь с помощью теоретических оценок, основанных на приближенных модельных подходах. Наша работа посвящена расчету Δ - N -взаимодействий на основе лагранжевой и реджизованной моделей однопионного обмена (OPE).

Реакция поглощения Δ -частицы: $\Delta + N \rightarrow N' + N''$

Для описания этой реакции можно воспользоваться "полурелятивистским" приближением OPE, когда квадрат матричного элемента вычисляется в нерелятивистском приближении, а поток и фазовый объем берутся точные - релятивистские. Такое приближение позволяет существенно упростить расчет и, в то же время, неплохо описать экспериментальные сечения обратной реакции $N' + N'' \rightarrow N + \Delta$ (см. рис. I)¹⁾. Поэтому, исходя из принципа детального баланса, можно ожидать, что оно будет достаточно хорошим и для обратной реакции.

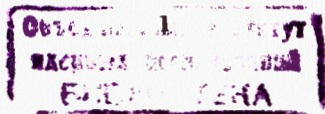
Дифференциальное сечение реакции $\Delta + N \rightarrow N' + N''$ (см. приложение):

$$d\sigma/d\cos\theta = a \left(\frac{g_{N\Delta N}^2}{4\pi} \right) \left(\frac{g_{\Delta\pi N}^2}{4\pi} \right) \left\{ [I_1 \vec{q}_1^2 G(\vec{q}_1)]^2 + [I_2 \vec{q}_2^2 G(\vec{q}_2)]^2 - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} I_1 I_2 [\vec{q}_1^2 \vec{q}_2^2 + (\vec{q}_1 \vec{q}_2)^2] G(\vec{q}_1) G(\vec{q}_2) \right\}. \quad (I)$$

Здесь $g_{N\Delta N}^2/4\pi = 14,7$, $g_{\Delta\pi N}^2/4\pi = 72,1$ - константы $N\Delta N$ - и $\Delta\pi N$ - взаимодействий,

$$a = \left(\frac{\pi}{18E_C^2} \right) \left(\frac{p'}{p} \right) \left(\frac{M_1 M_2 M_1' M_2'}{M_N^4} \right), \quad (2)$$

¹⁾ На рис. I и везде далее T - кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат.



E_c - полная энергия в системе центра масс, p и p' - трехмерные импульсы сталкивающихся и конечных частиц в соответствующих системах центра масс, m_i и m'_i - массы этих частиц, m_N - масса нуклона.

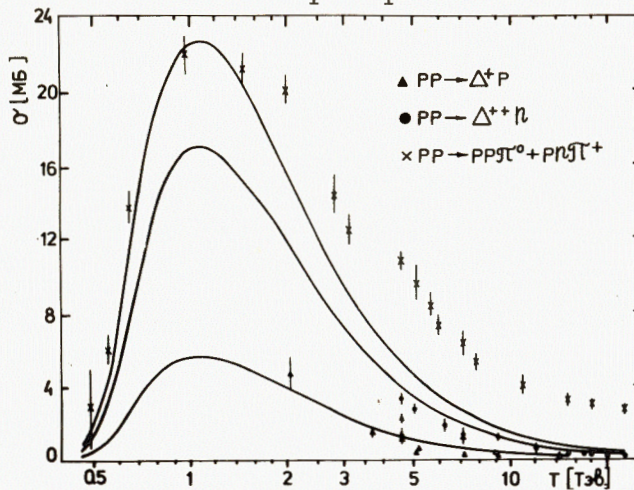


Рис. I. Сечения неупругих p - p -реакций. Точки - эксперимент $/I/$, кривые - расчет в полурелятивистском приближении OPE. Расхождение между экспериментом и суммарной расчетной кривой $\sigma(pp \rightarrow \Delta^{++}n + \Delta^+p \rightarrow pp\pi^0 + pn\pi^+)$ при $T \geq 1,5$ ГэВ обусловлено вкладом трехчастичных нерезонансных каналов.

$$G(q) = (q^2 + \mu^2)^{-1} (1 + \Lambda^2/q^2)^{-1} \quad (3)$$

$\Lambda = 0,4$ - константа дипольного фактора, определяемая из условия наилучшего согласия результатов расчетов с экспериментальными сечениями на рис. I²⁾, $\vec{q}_1 = \vec{p}' - \vec{p}$, $\vec{q}_2 = \vec{p}' + \vec{p}$, μ - масса π -мезона.

Изотопические коэффициенты I_1 и I_2 приведены в таблице I³⁾.

2) При этом учитывалось, что $\Delta(1232)$ - быстро распадающаяся частица, и измеряемое на опыте "послераспадное" сечение равно

$$d\sigma(N+N \rightarrow N+N+\pi) \approx \sigma(N+N \rightarrow \Delta+N) W(M) dM^2$$

где в соответствии с работой Джексона²⁾ поправочный множитель

$$W(M) = \frac{M_0}{\pi} \frac{\Gamma(M)}{(M_0 - M)^2 + M_0^2 \Gamma^2(M)}, \quad M_0 = 1,232 \text{ ГэВ}$$

Зависимость ширины Δ -резонанса Γ от его массы m бралась в виде

$$\Gamma(M) = \Gamma_0 \frac{\rho(p)}{\rho(p_0)}, \quad \rho(p) = \frac{p^3}{1 + (\alpha p)^2 + (\beta p)^4}$$

где p - импульс распадных n и π в системе покоя Δ ,

$$\Gamma_0 \approx 0,112 \text{ ГэВ}, \quad \alpha \approx 4,2 \text{ ГэВ}^{-1}, \quad \beta \approx 3,1 \text{ ГэВ}^{-1}$$

"Размазка" массы резонанса приводит к тому, что порог его образования заметно сдвигается в область меньших энергий.

3) Иногда в коэффициенты I_i для реакций с тождественными частицами в конечном состоянии вводят еще множитель $2^{-1/2}$. Мы будем далее определять полное сечение как $\sigma_{tot} = (1/2) \int_0^\pi (d\sigma/d\cos\theta) d\cos\theta$.

Таблица I

Канал ^{*)}	I_1	I_2
$\Delta^{++}n \rightarrow pp$	$\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$
$\Delta^+p \rightarrow pp$	1	1
$\Delta^+n \rightarrow pn$	-1	1

*) Остальные каналы получаются зарядовым сопряжением.

Реакция рождения Δ -частицы $\Delta+N \rightarrow \Delta'+\Delta''$

Эта реакция отличается от рассмотренного выше процесса $n+n' \rightarrow n+\Delta$ лишь заменой $n \rightarrow \Delta$. А поскольку соображения, основанные на кварковых моделях, указывают на то, что эффективные константы $N\pi N$ - и $\Delta\pi\Delta$ -взаимодействий примерно одинаковы³⁾, то сечение реакций рождения Δ в "полурелятивистском" приближении OPE получается из (I) заменой коэффициента $(I/18)$ в выражении для постоянной a на коэффициент $(I/60)$, $g_{N\pi N}^2 \rightarrow g_{\Delta\pi\Delta}^2 \approx g_{N\pi N}^2$ и заменой для интерференционного члена

$$[(\vec{q}_1 \vec{q}_2)^2 + q_1^2 q_2^2] \rightarrow (1/10) [13(\vec{q}_1 \vec{q}_2)^2 - 11q_1^2 q_2^2] \quad (4)$$

Соответствующие изотопические коэффициенты I_i приведены в таблице II³⁾.

Таблица II

Канал ^{*)}	I_1	I_2
$\Delta^{++}p \rightarrow \Delta^{++}\Delta^+$	3	-3
$\Delta^{++}n \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0$	3	0
$\Delta^+n \rightarrow \Delta^+\Delta^+$	$-\sqrt{3}$	$-\sqrt{3}$
$\Delta^+p \rightarrow \Delta^+\Delta^0$	$\sqrt{3}$	$-2\sqrt{3}$
$\Delta^+p \rightarrow \Delta^+\Delta^+$	1	1
$\Delta^+n \rightarrow \Delta^+\Delta^0$	1	-2
$\Delta^+n \rightarrow \Delta^+\Delta^-$	3	0

*) Остальные каналы получаются зарядовым сопряжением.

Сечения каналов в Δ - N -реакциях с числом вторичных частиц $n \geq 3$

Естественно предположить, что в области высоких энергий (мы считаем $T \geq 3$ ГэВ) интегральное сечение неупругих Δ - N -взаимодействий σ_{in} становится практически постоянным и не зависит от зарядов

сталкивающихся частиц, подобно тому, как это имеет место для всех экспериментально изученных адрон-адронных взаимодействий. Если снова принять во внимание соображения, основанные на кварковой структуре адронов, то "асимптотическое" значение σ_{in} должно быть близко к соответствующему сечению нуклон-нуклонных взаимодействий.

Сечения парциальных каналов реакции с $n \geq 3$ можно оценить с помощью метода работы^{4/}, если дополнить расчет таблицей вероятностей переходов $\Delta \rightarrow N$ и $\Delta \rightarrow \Delta$ (см. таблицу III)^{4/}.

Таблица III

Конечная Начальная	p	n	Δ^{++}	Δ^+	Δ^0	Δ^-
Δ^{++}	0,083	0	0,550	0,367	0	0
Δ^+	0,055	0,028	0,367	0,061	0,489	0
Δ^0	0,028	0,055	0	0,489	0,061	0,367
Δ^-	0	0,083	0	0	0,367	0,550

Сечение j -го канала реакции равно

$$\sigma_j = \sigma_{in} \cdot w_j, \quad (5)$$

где w_j - вероятность, рассчитанная методом работы^{4/}. По аналогии с неупругим N-N - взаимодействием, сопровождающимся рождением мезонов, считалось, что сечение Δ -N -реакций с $n \geq 3$ приближается к своему асимптотическому значению по закону $\sim \frac{1}{T}$, начиная от максимума в сечении распадной реакции $\Delta + N \rightarrow \Delta + \Delta \rightarrow \Delta + N + \pi$.

В промежуточной области энергий $T \approx 1,5+3$ ГэВ, где вклад двухчастичных неупругих процессов поглощения и перезарядки Δ -резонанса весьма значителен, подобным методом рассчитываются только парциальные сечения каналов с числом частиц в конечном состоянии $n \geq 3$. Неупругие процессы с $n = 2$ описываются в этой области указанным выше способом в полурелятивистском приближении OPE.

Каналы Δ -N -рассеяния

Для описания реакций рассеяния $\Delta + N \rightarrow \Delta' + N'$ в области энергий $T \lesssim 0,5$ ГэВ также можно воспользоваться полурелятивистским приближением OPE с феноменологическим фактором^{5,6/}. Пренебрегая интерференцией прямых и обменных процессов, вклад которой в интегральное сечение реакции менее 3%, запишем сечение реакций, соответствующих диаграммам на рис.2а и рис.2б.

4) Эти коэффициенты получены в рамках ренормализованной модели OPE (см. ссылки в работе^{4/}) на основе T-инвариантности амплитуд реакции и предположения $g_{N\Delta\Delta} = g_{\Delta\Delta\Delta}$ из коэффициентов, приведенных в работе^{4/}.

$$\frac{d\sigma_a}{d\cos\theta} = \frac{9}{40} (I_1 \frac{g_{N\Delta\Delta}^2}{4\pi})^2 F(\vec{q}), \quad (6)$$

$$\frac{d\sigma_b}{d\cos\theta} = \frac{1}{81} (I_2 \frac{g_{\Delta\Delta\Delta}^2}{4})^2 F(\vec{q}), \quad \text{где} \quad (7)$$

$$F(\vec{q}) = \frac{\pi}{E_c^2} \frac{p'}{p} \frac{MM'}{M_N^2} \vec{q}^4 G^2(\vec{q}). \quad (8)$$

Изотопические множители I_i приведены в таблице IV.

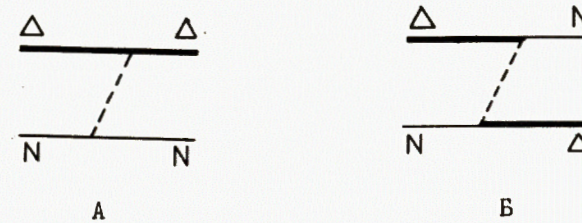


Рис.2.

Одномезонные диаграммы Δ -N рассеяния и перезарядки.

Таблица IV.

Канал ж)	I_1	I_2
$\Delta^{++} p \rightarrow \Delta^{++} p$	-3	3
$\Delta^{++} n \rightarrow \Delta^{++} n$	3	0
$\Delta^{++} n \rightarrow \Delta^+ p$	$-2\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$
$\Delta^+ p \rightarrow \Delta^+ p$	-1	-2
$\Delta^+ p \rightarrow \Delta^{++} n$	$-2\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$
$\Delta^+ n \rightarrow \Delta^+ n$	1	1
$\Delta^+ n \rightarrow \Delta^0 p$	-4	-2

ж) Остальные каналы получаются зарядовым сопряжением.

Выражения (6)-(8) мы использовали для оценки сечения прямых и обменных двухчастичных реакций (рис.2а и 2б), сопровождающихся изменением зарядов сталкивающихся частиц, а также для оценки сечений обменных процессов (рис.2б) без изменения зарядов, т.е. для расчета обменной части упругого рассеяния. Для прямых процессов без перезарядки (рис.2а), которые не вымирают и при высоких энергиях из-за обмена помероном, при $T \geq 0,2$ ГэВ мы использовали интерполяцию

Таблица У

Сечения Δ^{++} -р-взаимодействий (мб)

T [ГэВ]	σ_{el}	$\sigma(\Delta^{++}p \rightarrow \Delta^{++}\Delta^+)$	σ_{in}	σ_{tot}
0,01	82,3			82,3
0,02	152			152
0,03	190			190
0,04	209			209
0,05	218			218
0,10	205			205
0,15	176			176
0,20	151			151
0,25	128			128
0,30	111			111
0,35	97,5			97,5
0,40	87,3			87,3
0,45	78,8	0,34	0,34	79,1
0,50	71,9	1,0	1,0	72,9
0,55	66,1	2,4	2,4	68,5
0,60	61,2	4,9	4,9	66,1
0,65	56,9	8,9	8,9	65,8
0,70	53,3	14,2	14,2	67,5
0,75	50,1	19,5	19,5	69,6
0,80	47,2	23,9	23,9	71,1
0,85	44,6	27,3	27,3	71,9
0,90	42,5	29,6	29,6	72,1
0,95	40,4	31,2	31,2	71,6
1,0	38,5	32,1	32,1	70,6
1,1	35,4	32,8	32,8	68,2
1,2	32,7	32,6	32,9	65,6
1,3	30,5	31,8	33,0	63,5
1,4	28,5	30,7	33,0	61,5
1,5	26,8	29,5	33,0	59,8
2,0	21,2	23,4	33,0	54,2
2,5	17,7	18,5	33,0	50,7
3,0	15,6	15,0	33,0	48,6

Для $T \geq 3$ ГэВ $\sigma_{el} = 7 + \frac{25,8}{T}$, $\sigma_{in} = 33$, $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{in}$.

Таблица У1

Сечения Δ^{++} -n-взаимодействий (мб)

T [ГэВ]	σ_{el}	$\Delta^{++}n \rightarrow \Delta^+p$ σ_{ex}	$\Delta^{++}n \rightarrow pp$ σ_{2N}	$\Delta^{++}n \rightarrow \Delta^+\Delta^0$ σ_{Δ^0}	$\Delta^{++}n \rightarrow \Delta^+\Delta^+$ σ_{Δ^+}	σ_{in}	σ_{tot}
,01	35,2	62,8	107			169,8	205,0
,02	64,8	116	76,8			192,8	257,6
,03	80,9	145	63,6			208,6	289,5
,04	89,0	160	55,8			215,8	304,8
,05	92,6	166	50,5			216,5	309,1
,10	87,0	157	36,8			193,8	280,8
,15	74,5	134	30,3			164,3	238,8
,20	63,5	115	26,1			141,1	204,6
,25	52,2	99,4	23,0			122,4	174,6
,30	44,7	86,9	20,5			107,4	152,1
,35	39,3	76,8	18,6			95,4	134,7
,40	35,3	68,5	16,9			85,4	120,7
,45	32,1	61,7	15,5	0,17	0,06	77,4	109,5
,50	29,6	55,9	14,3	0,52	0,18	70,9	100,5
,55	27,5	50,9	13,3	1,5	0,43	66,1	93,6
,60	25,8	46,7	12,4	2,5	0,88	62,5	88,3
,65	24,4	43,0	11,6	4,6	1,6	60,8	85,2
,70	23,1	39,8	10,8	7,4	2,6	60,6	83,7
,75	22,1	36,9	10,1	10,3	3,6	60,9	83,0
,80	21,1	34,4	9,5	12,7	4,5	61,1	82,2
,85	20,3	32,2	9,0	14,7	5,2	61,1	81,4
,90	19,6	30,2	8,5	16,0	5,8	60,5	80,1
,95	18,9	28,4	8,0	17,0	6,1	59,5	78,4
1,0	18,3	26,7	7,6	17,6	6,4	58,3	76,6
1,1	17,3	23,9	6,9	18,1	6,6	55,6	72,9
1,2	16,4	21,5	6,3	18,0	6,6	53,3	69,7
1,3	15,7	19,5	5,8	17,6	6,5	51,4	67,1
1,4	15,1	17,8	5,3	17,0	6,2	49,7	64,8
1,5	14,5	16,3	4,9	16,4	6,0	48,2	62,7
2,0	12,7	11,2	3,4	12,8	4,7	43,1	55,8
2,5	11,5	8,3	2,5	10,1	3,6	40,2	51,7
3,0	10,8	6,4	2,0	8,1	2,9	38,4	49,2

Для $T \geq 3$ ГэВ $\sigma_{el} = 7 + \frac{11,4}{T}$, $\sigma_{in} = 33 + \frac{16,2}{T}$.

Таблица VII

Сечения Δ^+ -p - взаимодействий (мб)

T [ГэВ]	σ_{el}	$\Delta^+p \rightarrow \Delta^{++}n$ σ_{ex}	$\Delta^+p \rightarrow pp$ σ_{2N}	$\Delta^+p \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0$ σ_{Δ^0}	$\Delta^+p \rightarrow \Delta^+\Delta^+$ σ_{Δ^+}	σ_{in}	σ_{tot}
,01	24,4	62,8	35,6			98,4	122,8
,02	44,9	116	25,6			141,6	186,5
,03	55,9	145	21,2			166,2	222,1
,04	61,5	160	18,6			178,6	240,1
,05	63,9	166	16,8			182,8	246,7
,10	59,9	157	12,3			169,3	229,2
,15	51,2	134	10,1			144,1	195,3
,20	43,8	115	8,7			123,7	167,5
,25	38,7	99,4	7,7			107,1	145,8
,30	34,7	86,9	6,8			93,7	128,4
,35	31,5	76,8	6,2			83,0	114,5
,40	28,8	68,5	5,6			74,1	102,9
,45	26,6	61,7	5,2	0,28	0,02	67,2	93,8
,50	24,8	55,9	4,8	0,85	0,06	61,6	86,4
,55	23,2	50,9	4,4	2,0	0,14	57,4	80,6
,60	21,9	46,7	4,1	4,1	0,29	55,2	77,1
,65	20,7	43,0	3,8	7,5	0,54	54,8	75,5
,70	19,7	39,8	3,6	11,9	0,86	56,2	75,9
,75	18,8	36,9	3,4	16,4	1,2	57,9	76,7
,80	18,0	34,4	3,2	20,2	1,5	59,3	77,3
,85	17,3	32,2	3,0	23,1	1,7	60,0	77,3
,90	16,6	30,2	2,8	25,1	1,9	60,0	76,6
,95	16,1	28,4	2,6	26,4	2,0	59,4	75,5
1,0	15,5	26,7	2,5	27,3	2,1	58,6	74,1
1,1	14,6	23,9	2,3	28,0	2,1	56,3	70,9
1,2	13,9	21,5	2,1	27,8	2,2	53,9	67,8
1,3	13,3	19,5	1,9	27,1	2,2	51,9	65,2
1,4	12,7	17,8	1,8	26,2	2,1	50,3	63,0
1,5	12,2	16,3	1,6	25,1	2,0	48,7	60,9
2,0	10,6	11,2	1,1	19,9	1,6	43,7	54,3
2,5	9,7	8,3	0,8	15,7	1,2	40,8	50,5
3,0	9,1	6,4	0,7	12,7	1,0	39	48,1

Для $T \gg 3$ ГэВ $\sigma_{el} = 7 + \frac{6,3}{T}$, $\sigma_{in} = 33 + \frac{18}{T}$.

Таблица VIII

Сечения $\Delta^{\pm}n$ - взаимодействий (мб)

T [ГэВ]	σ_{el}	$\Delta^+n \rightarrow \Delta^0p$ σ_{ex}	$\Delta^+n \rightarrow pn$ σ_{2N}	$\Delta^+n \rightarrow \Delta^+\Delta^0$ σ_{Δ^0}	$\Delta^+n \rightarrow \Delta^+\Delta^+$ σ_{Δ^+}	σ_{in}	σ_{tot}
0,01	9,0	82,6	204			286,6	295,6
0,02	16,5	152	141			293,0	309,5
0,03	20,6	189	113			302,0	322,6
0,04	22,6	208	95,4			303,4	326,0
0,05	23,5	216	83,6			299,6	323,1
0,10	22,0	202	53,7			255,7	277,7
0,15	18,8	173	40,2			213,2	232,0
0,20	16,1	148	32,3			180,3	196,4
0,25	14,8	128	26,9			154,9	169,7
0,30	13,8	112	23,0			135,0	148,8
0,35	13,0	98,6	20,0			118,6	131,6
0,40	12,4	88,0	17,7			105,7	118,1
0,45	11,8	79,1	15,7	0,09	0,17	95,1	106,9
0,50	11,4	71,7	14,3	0,28	0,52	86,8	98,2
0,55	11,0	65,4	13,0	0,67	1,2	80,3	91,3
0,60	10,7	60,0	11,8	1,4	2,5	75,7	86,4
0,65	10,4	55,2	10,8	2,5	4,6	73,1	83,5
0,70	10,1	51,2	10,0	4,0	7,4	72,6	82,7
0,75	9,9	47,5	9,3	5,5	10,3	72,6	82,5
0,80	9,7	44,3	8,6	6,7	12,7	72,3	82,0
0,85	9,5	41,4	8,0	7,7	14,7	71,8	81,3
0,90	9,4	38,9	7,5	8,4	16,0	70,8	80,2
0,95	9,2	36,5	7,1	8,8	17,0	69,4	78,6
1,0	9,1	34,4	6,7	9,1	17,6	67,9	76,9
1,1	8,9	30,8	5,9	9,3	18,1	64,1	73,0
1,2	8,7	27,8	5,3	9,2	18,0	60,9	69,6
1,3	8,5	25,2	4,8	9,0	17,6	58,2	66,7
1,4	8,4	23,0	4,4	8,7	17,0	56,0	64,4
1,5	8,3	21,1	4,0	8,4	16,4	54,0	62,3
2,0	7,9	14,5	2,7	6,6	12,8	47,1	55,0
2,5	7,7	10,8	2,0	5,2	10,1	43,3	51,0
3,0	7,5	8,3	1,5	4,2	8,1	40,7	48,2

Для $T \gg 3$ ГэВ $\sigma_{el} = 7 + \frac{1,5}{T}$, $\sigma_{in} = 33 + \frac{23,1}{T}$.

$$\sigma_a(T) = \sigma_0 + \frac{\alpha}{T} \quad (9)$$

где $\sigma_0 = 7$ мб-сечение упругого нуклон-нуклонного рассеяния при $T \sim 10+100$ ГэВ, а постоянный параметр α находится из условия

$$\sigma_a(T = 0, 2 \text{ ГэВ}) = (\sigma_a)_{\text{ОРЕ}} \quad (10)$$

Интегральные сечения

Численные значения интегральных сечений, рассчитанные на основе указанных выше приближений, приведены в таблицах У-УШ⁵⁾. Там же указаны интегральные сечения σ_{el} , σ_{in} , σ_{tot} . Сечение неупругих взаимодействий определялось как

$$\sigma_{in} = \sigma_{ex} + \sigma_{2N} + \sigma_{2\Delta} + \sigma_n$$

где σ_{ex} , σ_{2N} , $\sigma_{2\Delta}$ - сечения двухчастичных реакций перезарядки, поглощения и рождения Δ -изобары, а σ_n - сечения многочастичных процессов с числом частиц в конечном состоянии $n \geq 3$. Последние дают заметный вклад лишь при $T > 2$ ГэВ.

В заключение мы хотели бы подчеркнуть, что указанные в таблицах сечения основаны на весьма приближенных оценках и их следует рассматривать как ориентировочные.

Приложение

Релятивистски-инвариантное выражение для сечения двухчастичной реакции $1+2 \rightarrow 1'+2'$

$$d\sigma = \frac{M_1 M_2 M_1' M_2'}{4\pi^2 p_{EC}} \delta^4(p-p') \frac{d^3 p_1'}{2E_1'} \frac{d^3 p_2'}{2E_2'} / \sqrt{s} \quad (II)$$

отсюда следует

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{M_1 M_2 M_1' M_2'}{4\pi^2 E_C} \frac{p'}{p} / \sqrt{s} \quad (I2)$$

Матричный элемент реакции \sqrt{s} определяется в рамках лагранжевой модели однопионного обмена⁶⁾, которая в нерелятивистском приближении приводит к взаимодействию вида

$$\langle \vec{p}' s_1' s_2' / \sqrt{s} | \vec{p} s_1 s_2 \rangle = - \frac{g_1(q^2) g_2(q^2)}{4M_N^2} \cdot \frac{(\vec{\sigma}_1 \vec{q}_1)(\vec{\sigma}_2 \vec{q}_2)}{q^2 + \mu^2} (\vec{e}_1 \vec{e}_2) \quad (I3)$$

где M_N и μ - массы нуклона и π -мезона соответственно. Зависимость интенсивности взаимодействия от импульса q , переносимого виртуальным мезоном, описывается с помощью феноменологического дипольного фактора

$$g_i(q^2) = \frac{g_i}{1+q^2/\Lambda^2} \quad (I4)$$

где g_i константа взаимодействия в вершине $i \rightarrow i'$, а Λ - параметр, подбираемый из условия наилучшего описания экспериментальных данных для реакции $n+N \rightarrow n+\Delta \rightarrow n+n+\pi$.

Спиновые матрицы σ и совпадающие с ними изоспиновые матрицы τ в вершине $n \rightarrow n'$ равны матрицам Паули $\vec{\sigma}_{NN'} = \vec{\sigma}$, а в остальных вершинах имеют вид⁶⁾

$$\sigma_{\Delta N'}^- = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{\frac{1}{3}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{2}{3}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_{\Delta N'}^0 = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{\frac{2}{3}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{2}{3}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_{\Delta N'}^+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sqrt{\frac{1}{3}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_{N\Delta'}^\pm = -(\sigma_{\Delta N'}^\mp)^T, \quad \sigma_{N\Delta'}^0 = -(\sigma_{\Delta N'}^0)^T$$

$$\sigma_{\Delta\Delta'}^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{\frac{9}{5}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{\frac{12}{5}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{9}{5}} & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_{\Delta\Delta'}^0 = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{27}{10}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{\frac{3}{10}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sqrt{\frac{3}{10}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sqrt{\frac{27}{10}} \end{pmatrix}$$

$$\sigma_{\Delta\Delta'}^+ = \begin{pmatrix} 0 & -\sqrt{\frac{9}{5}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sqrt{\frac{12}{5}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sqrt{\frac{9}{5}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (I5)$$

Усредняя $1/\sqrt{s}$ по начальным и суммируя по конечным спиновым состояниям барионов, получим выражение вида

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{1}{(2M_N)^4} \cdot \left\{ I_a^2 \text{Sp}(\hat{q}_{a1} \hat{q}_{a1}^+) \text{Sp}(\hat{q}_{a2} \hat{q}_{a2}^+) G^2(q_a) \pm \right. \\ \left. \pm I_a I_b \text{Sp}(\hat{q}_{a2} \hat{q}_{a2}^+ \hat{q}_{a1} \hat{q}_{a1}^+) G(q_a) G(q_b) + \dots \right\} \quad (I6)$$

6) Как обычно, $\sigma^+ = -\frac{\sigma_1 + i\sigma_2}{\sqrt{2}}$, $\sigma_0 = \sigma_3$, $\sigma^- = \frac{\sigma_1 - i\sigma_2}{\sqrt{2}}$, при переходе к сферическим компонентам векторов необходимо пользоваться метрикой $g_{+-} = g_{-+} = -1$, $g_{00} = 1$; все остальные компоненты $g_{\mu\nu}$ равны нулю.

5) В таблицах везде T - энергия Δ -частицы; нуклон считается покоящимся.

где многоточием обозначено выражение, получающееся из приведенного замены $a \leftrightarrow b$ (a и b соответствуют диаграммам, отличающимся перестановкой частиц в конечном состоянии), $\hat{q}_1 = \vec{q}_1 \vec{\sigma}_1$.

Правило суммирования диаграмм, отвечающих прямым и обменным процессам (выбор знака во втором члене), определяется обобщенным принципом Паули - амплитуда должна быть антисимметрична относительно перестановки начальных или конечных частиц, принадлежащих одному изотопическому мультиплету.

Изотопические множители, отвечающие прямой и обменной диаграммам (I_a и I_b), равны

$$I = \left(\frac{q_1^2}{4\pi}\right) \left(\frac{q_2^2}{4\pi}\right) q_{\mu\nu} \langle 1' | \tau^\mu | 1 \rangle \langle 2' | \tau^\nu | 2 \rangle, \quad (I7)$$

где изотопические матричные элементы, описывающие переход частиц из начального состояния в конечное, даются выражениями (I5)⁷⁾.

Шпуры в формуле (I6) легко вычисляются, если заметить, что они должны выражаться через допустимые скалярные комбинации величин \vec{q}_a и \vec{q}_b . Для первого члена суммы это

$$\text{Sp}(\hat{q}_{a1} \hat{q}_{a1}^+) = A \vec{q}_a^2, \quad \text{для второго} - \quad \text{Sp}(\hat{q}_{a2} \hat{q}_{b1}^+ \hat{q}_{a1} \hat{q}_{b2}^+) = B \vec{q}_a^2 \vec{q}_b^2 + C (\vec{q}_a \vec{q}_b)^2.$$

Постоянные A, B, C находим, вычисляя шпуры для некоторых частных значений \vec{q}_a и \vec{q}_b . Например, если положить $q_a^0 = q_b^0 = 1$ (а все остальные компоненты - нулевые), легко находим численное значение $q_a^{+B+C} = q_b^+ = 1$, находим C .

Авторы благодарят Н.С.Амелина, Н.В.Славина, В.Г.Ужинского за помощь и обсуждения.

⁷⁾ Например, $\langle p | \tau^+ + \tau^0 + \tau^- | n \rangle = \sqrt{2}$, $\langle p | \tau^+ + \tau^+ + \tau^- | \Delta^+ \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}$ и т.д.

Литература

1. Flaminio V. et al. CERN-HERA 84-01, Geneva, 1984.
2. Jackson J.D. Nuovo Cim., 1965, v.34, p. 1645.
3. Suzuki A. et al. Nucl. Phys. 1983, v. A395, p.301.
4. Левченко Б.В., Николаев Н.Н. ЯФ, 1982, т.36, с.453.
5. Jena S., Kisslinger L.S. Ann. Phys., 1974, v.85, p.251.
6. Holinde K. Phys. Rep., 1981, v.68, p.122.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 ноября 1984 года.

Барашенков В.С., Костенко Б.Ф.

4-84-761

Сечения взаимодействия $\Delta(1232)$ резонанса с нуклоном

Изучается взаимодействие нуклонов и $\Delta(1232)$ -резонансов с нуклонами в интервале энергий $T \sim 0,01 \div 100$ ГэВ с целью теоретического описания дифференциальных и интегральных сечений взаимодействия. В рамках полурелятивистского приближения лагранжевой модели однопионного обмена с феноменологическим фактором рассчитаны сечения реакций $NN \rightarrow \Delta N$, $\Delta N \rightarrow NN$, $\Delta N \rightarrow \Delta N$, $\Delta N \rightarrow \Delta \Delta$. Предложено обобщение модели Николаева-Левченко для расчета сечений отдельных неупругих каналов $\Delta-N$ взаимодействий при высоких энергиях. Результаты представлены в удобном для практического использования виде и восполняют пробел в экспериментальной информации о сечениях $\Delta-N$ взаимодействий.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Barashenkov V.S., Kostenko B.F.

4-84-761

Cross Sections of Interaction of $\Delta(1232)$ Resonance with a Nucleon

Interactions of nucleons and $\Delta(1232)$ resonances with nucleons are investigated in the $T \sim 0,01 \div 100$ GeV energy region with the aim of theoretical description of differential and integrated cross sections. In the framework of a semirelativistic approach of Lagrangian model of one-pion exchange with a phenomenological form factor the cross sections of the $NN \rightarrow \Delta N$, $\Delta N \rightarrow NN$, $\Delta N \rightarrow \Delta N$, $\Delta N \rightarrow \Delta \Delta$ reactions are calculated. A generalization of the Levchenko-Nikolaev model is proposed for the description of particular inelastic channels of $\Delta-N$ interactions at high energies. The results fill a gap in experimental data on the cross sections and are presented in a form convenient for practical use.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984