

Раздел первый
ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

УДК 539.172

**Определение отношения $EMR \equiv E2/M1$ в переходе $\Gamma N \leftrightarrow \Delta(1232)$
из фоторождения одиночных пионов на протоне**

С.Н.Афанасьев, А.С.Омелаенко

ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ, г. Харьков

1. ВВЕДЕНИЕ

Реакция фоторождения пионов на нуклоне остается практически единственным источником экспериментальной информации о радиационных распадных амплитудах резонансов. Классическим объектом для исследования фундаментального взаимодействия нуклонов, пионов и γ -квантов является первый нуклонный резонанс. Одним из наиболее интересных при этом оказался вопрос об электрической квадрупольной амплитуде радиационного распада $\Delta(1232)$ -резонанса, в частности, о величине ее отношения к амплитуде магнитного дипольного перехода $EMR \equiv E2/M1$. Эта величина связана с тензорными силами, действующими между кварками в составе барионов, и рассматривается как один из немногочисленных тестов квантовой хромодинамики [1,2].

Целью данной работы является проведение мультипольного анализа реакций $\gamma(p,n)\pi^+$ и $\gamma(p,n)\pi^0$ в области $\Delta(1232)$ -резонанса и определение EMR с привлечением экспериментальных данных о дифференциальном сечении и T -асимметрии, полученных в Бонне на ускорителе ELSA с использованием методики меченых фотонов [3] (установка PNOENICS), а также оценка влияния возможных систематических ошибок на ответ для EMR .

2. АМПЛИТУДА: ФОН И Δ РЕЗОНАНС

Для расчета реальных частей нерезонирующих мультипольных амплитуд в наших расчетах был учтен вклад электрического борновского приближения, дополненного полиномиальными добавками следующего вида:

$$\text{Re } M_{l\pm}(E_\gamma) = \sum_{j=1}^{j=4} \text{Re } M_{l\pm}(E_\gamma^j) \prod_{i=1; i \neq j}^{i=4} (E_\gamma - E_\gamma^i) / (E_\gamma^j - E_\gamma^i). \quad (1)$$

В (1) фигурируют опорные значения спиральных мультиполей $M_{l\pm}^i = A_{l\pm}^i, B_{l\pm}^i$ при узловых энергиях

фотона $E_\gamma^i = 0,25; 0,30; 0,35$ и $0,40$ ГэВ, выбранных в области возбуждения резонанса $\Delta(1232)$. Мнимые части фоновых мультиполей со значениями орбитального момента $l > 3$ вводились по теореме Ватсона [4] с использованием фаз упругого πN -рассеяния [5].

Что касается резонирующих спиральных амплитуд $M_{1+}^{3/2} = A_{1+}^{3/2}, B_{1+}^{3/2}$, то простое сложение фона и резонанса неприменимо ввиду нарушения условия унитарности. Для унитарного слияния резонанса и фона в этих мультиполях мы воспользовались рецептом Нойля [6]:

$$M_{1+}^{3/2} = M_{1+}^{R,3/2} + V_m \cos \delta_{33} \exp(i\delta_{33}). \quad (2)$$

В (2) резонансные спиральные мультиполи фоторождения $M_{l\pm}^R = A_{l\pm}^R, B_{l\pm}^R$ и фаза δ_{33} определялись в терминах рассмотренной в [7] резонансной модели со следующими значениями массы, полной ширины и параметра формы резонансного распределения, соответственно: $W_0 = 1,232$ ГэВ; $\Gamma_0 = 0,120$ ГэВ; $X = 0,160$ ГэВ. При этом вклад резонанса контролируется значениями мнимых частей $A_{l\pm}^R$ и $B_{l\pm}^R$ в резонансе, исходя из которых для $\Delta_{33}(1232)$ можно вычислить значения радиационных распадных амплитуд A_λ со спиральностями $\lambda = 1/2; 3/2$, а также искомую величину EMR .

3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

В сформулированной таким образом модели с учетом изотопической структуры были введены 42 свободных параметра, описывающих s -, p -волновые мультиполи и d -волновые мультиполи, подверженные влиянию второго нуклонного резонанса $\Delta(1520)$. Это значения реальных частей $A_{0+}^{1/2}, A_{0+}^{3/2}, A_{1+}^{1/2}, B_{1+}^{1/2}, A_{1-}^{1/2}, A_{1-}^{3/2}, A_{2-}^{1/2}, B_{2-}^{1/2}$, функций V_A и V_B при опорных энергиях и две резонансные константы. Поиск их осуществлялся путем минимизации стандартного функционала χ^2 , составленного с привлечением

экспериментальных данных в энергетическом интервале $0,25 \text{ ГэВ} \leq E_\gamma \leq 0,40 \text{ ГэВ}$, границы которого были выбраны так, чтобы не было необходимости учитывать специфику фоторождения в околопороговой области и свести к минимуму эффекты, связанные с рождением двух пионов.

Исходный пакет экспериментальной информации состоял из $N=1661$ точек из [8] и последующих работ, включая [9–11] и [3]. В результате фитирования было получено независящее от выбора стартовых параметров решение 1 с общим $\chi^2=5347,0$ и значением на точку $R=\chi^2/N=3,2$. Детальное сопоставление расчетных значений наблюдаемых и результатов их измерений показал, что для дифференциальных сечений неко-

Таблица 1

Реакция	Лабор.	N_L	C_L
$\gamma(p,n)\pi^+$	91BONN	$1,012 \pm 0,006$	1,15
$\gamma(p,n)\pi^+$	76TOKY	$0,937 \pm 0,004$	1,19
$\gamma(p,n)\pi^+$	71LEBE	$1,053 \pm 0,008$	1,10
$\gamma(p,n)\pi^+$	70ORSA	$0,954 \pm 0,006$	2,30
$\gamma(p,n)\pi^+$	70TOKY	$0,988 \pm 0,009$	1,25
$\gamma(p,n)\pi^+$	67ORSA	$1,060 \pm 0,005$	1,26
$\gamma(p,n)\pi^0$	69ORSA	$1,093 \pm 0,004$	1,13
$\gamma(p,n)\pi^0$	78LEBE	$1,069 \pm 0,007$	1,15

Таблица 2

Решение	$A_{1/2}, 10^{-3} \text{ ГэВ}^{-1/2}$	$A_{3/2}, 10^{-3} \text{ ГэВ}^{-1/2}$	EMR, %
1	$-143,4(5)$	$-255,7(7)$	$-0,73(7)$
2	$-144,6(5)$	$-256,3(7)$	$-0,57(7)$

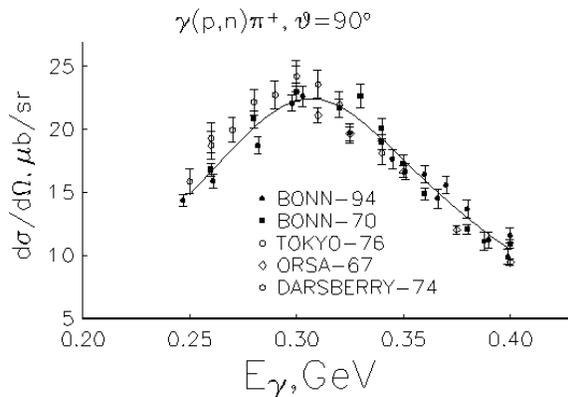


Рис. 1. Зависимость от E_γ дифференциального сечения реакции $\gamma(p,n)\pi^+$ при $\vartheta=90^\circ$.

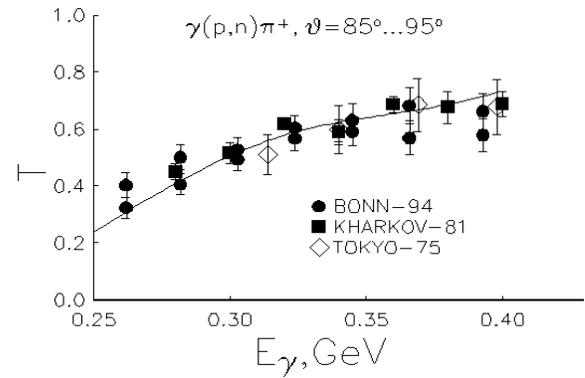


Рис. 2. Энергетическая зависимость T -асимметрии реакции $\gamma(p,n)\pi^+$ при $\vartheta=90^\circ$.

торых лабораторий значения χ^2 на точку значительно превышают 1. В связи с чем возник вопрос, в какой степени это может быть связано с возможной неточностью нормировки данных. С этой целью для данных о дифференциальном сечении ряда лабораторий были введены множители N_L , которые трактовались как дополнительные свободные параметры задачи.

После проведения нового фитирования было получено решение 2. Значения общего $\chi^2=3843,4$ и $R=2,3$ при этом оказались существенно меньшими чем у предыдущего решения. Некоторые ответы для N_L и соответствующие факторы корреляции C_L приведены в табл. 1. Решение 2 имеет также существенно лучшие парциальные (по реакциям и типам наблюдаемых) статистические характеристики. Найденные значения резонансных констант, радиационные распадные амплитуды и отношение EMR приведены в табл. 2 (в скобках указаны ошибки, относящиеся к младшим разрядам чисел). Ситуацию с нормировкой данных о дифференциальных сечениях иллюстрирует рис.1. На рис. 2 расчетные значения T -асимметрии сопоставлены с измерениями Харькова и Бонна.

4. ВЫВОДЫ

- 1) Проведен новый параметризованный s -, p -волновой мультипольный анализ реакций резонанса, с определением d -волновых поправок.
- 2) Уточненное значение $EMR=-(0,50...0,80)\%$ согласуется с результатом [12] и предсказаниями теории цветного гипертонкого взаимодействия.
- 3) При определении EMR ошибка, связанная с различиями в нормировке данных о дифференциальных сечениях, в 2–3 раза превосходит оценку статистической ошибки.

Литература

1. Герштейн С.С., Джикия Г.В. ЯФ. 34, 1566(1981).

2. Isgur N. et al. Phys. Rev. B25, 2394(1982).
3. Buchler K. et.al. Nucl.Phys. A570, 580(1994).
4. Watson K. M. Phys.Rev. 95, 228(1954)
5. Koch R., Pietarinen E. Nucl.Phys. A336, 331(1980).
6. Noelle P. Progr. Theor. Phys. 60, 668(1978).
7. Metcalf W.I., Walker R.L. Nucl.Phys. B76, 253(1974).
8. D.Menze et.al. Phys. Ins. Univ. Bonn, Germany, Physik Daten 7-1 (1977).
9. Getman V.A. et al. Nucl.Phys. B188, 397(1981).
10. Belyaev A.A. et al. Nucl.Phys. B. 213, 201(1982).
11. Беляев А.А. и др. ЯФ. 40, 133(1994).
12. Омелаенко А.С., Сорокин П.В. ЯФ. 38, 668(1982).

Статья поступила: в редакцию 15 мая 1998 г.,
в издательство 1 июня 1998 г.