

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Г-559

3467/2-78

21/VIII-78

P2 - 11549

М.Гмитро, Л.А.Тосунян, Р.А.Эрамжян

РОЛЬ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
В ИЗУЧЕНИИ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА
 π -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ

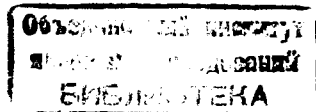
1978

P2 - 11549

М.Гмитро, Л.А.Тосунян, Р.А.Эрамжян

РОЛЬ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
В ИЗУЧЕНИИ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА
 π -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ

Направлено в "Journal of Physics G"



Гмитро М., Тосунян Л.А., Эрамжян Р.А.

P2 - 11549

Роль корреляционных характеристик в изучении радиационного захвата π -мезонов ядрами

Рассчитаны различные корреляционные характеристики процесса $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)^{15}\text{N}$. Обсуждаются вопросы важности их экспериментального изучения с целью получения детальной информации о механизме реакции.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Gmitro M., Tosunjan L.A., Eramzhyan R.A.

P2 - 11549

Role of Correlation Characteristics in the Study of Radiative Capture of π -Mesons by Nuclei

Importance of the coincidence experiments in the radiative pion capture is discussed and supported by a detailed numerical calculations of the expected effects in the $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)^{15}\text{N}$ process.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

В течение последних двух-трех лет получены прецизионные данные о спектрах жестких γ -квантов в процессе радиационного захвата π -мезонов легкими ядрами. Гросс-структура этих спектров нашла свое объяснение в рамках импульсного приближения на основе модели оболочек^{1,2/}. Спектр возбуждения ядерной системы, или, что то же самое, спектр жестких γ -квантов связан с большим числом парциальных переходов, формирующих его, и имеет сложную структуру. Достигнутое хорошее согласие между теорией и экспериментом в описании только гросс-структуры спектра не может рассматриваться как полное подтверждение всех положений теории, которые легли в основу описания процесса.

Для глубокого понимания механизма процесса необходимо более полное и детальное изучение многих его характеристик. Цель настоящей работы - обосновать необходимость изучения некоторых корреляционных характеристик процесса (π^-, γ) на легких ядрах. На важность таких исследований уже обращалось внимание в работе^{3/}. В данной работе на примере реакции $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$ мы обсудим конкретные результаты расчета корреляционных характеристик.

Ядро ^{16}O выбрано в качестве объекта исследования по той причине, что в этом случае наиболее полно удастся учесть многие важные особенности возбуждения гигантского резонанса в процессе (π^-, γ) и, в частности, учесть ветвь резонанса, которая связана с переходом нуклона через оболочку /так называемые $2\hbar\omega$ -возбуждения/. Таким переходам соответствует спин-

квадрупольная ветвь резонанса, обусловленная оператором $[\sigma \times Y_2]_J$. При последовательном учете этой ветви в случае немагических ядер встречаются большие трудности.

На деталях расчета характеристик реакции $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$ нет необходимости останавливаться, так как они недавно были подробно изложены нами в работе ^{4/}. Отметим только тот факт, что учет конфигураций типа две частицы - две дырки при описании как основного состояния ядра ^{16}O , так и резонансных состояний оказался важным для понимания основных закономерностей процесса (π^-, γ) : рассчитанное значение полного выхода γ -квантов $/R_{\text{теор.}} = 2,1\%$ находится в хорошем согласии с экспериментальным $/R_{\text{эксп.}} = 2,27 \pm 0,24\%$ ^{5/}. Согласуется и форма спектра, вместе с низкоэнергетической $/E_\gamma = 90-100 \text{ МэВ}/$ частью.

1. Пи-мезоны поглощаются ядрами 1р-оболочки /включая ядро ^{16}O / с s- и p-орбит мезоатома. Гросс-структура спектра возбуждения ядерной системы в сильной степени зависит от того, с какой мезоатомной орбиты происходит захват. На рис. 1 приведены рассчитанные выходы γ -квантов $W_s(E_\gamma) = dR_s/dE_\gamma$ и $W_p(E_\gamma) = dR_p/dE_\gamma$ на 1 МэВ - $dR = W(E_\gamma)dE_\gamma$ при захвате π -мезонов ядром ^{16}O с s- и p-орбит мезоатома, соответственно. Основной вклад в величину W обусловлен спин-дипольными резонансами /связанными с оператором $[\sigma \times Y_1]_{J-}$ / ядра ^{16}N /см. также табл. 9 работы ^{4/} /, отвечающими высокоэнергетической части γ -спектра. Спектр γ -квантов от захвата π -мезонов с p-орбит простирается гораздо дальше в область меньших значений энергии E_γ , чем спектр от захвата с s-орбит - см. рис. 1. Такой эффект обусловлен важной ролью резонансов положительной четности /спин-квадрупольная ветвь резонанса/ при поглощении пионов с p-орбит. Аналогичная картина должна наблюдаться и во всех остальных ядрах 1р-оболочки.

В силу разного характера возбуждения ядерной системы представляется важным разделить события от захвата π -мезонов из разных мезоатомных орбит. Раз-

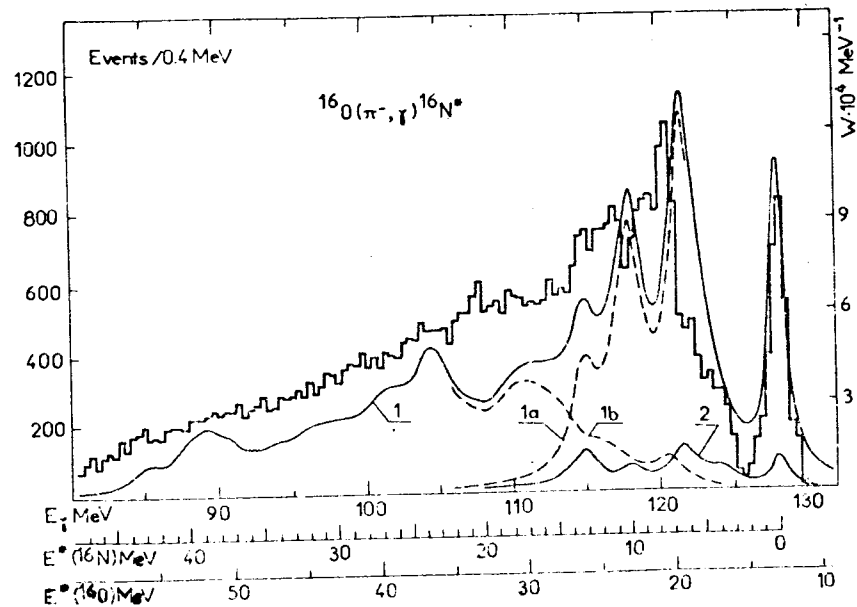


Рис. 1. Выход γ -квантов в процессе $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$. Кривые - результат расчета, гистограмма - результат измерения ^{5/}. Теоретические кривые получены в предположении, что каждый резонанс имеет брейт-вигнеровскую форму и ширину, равную 2 МэВ. Из-за конечной разрешающей способности аппаратуры размытыми оказываются и γ -линии, отвечающие переходам в связанные состояния. В этом случае ширина линии полагалась равной 1,25 МэВ. Кривые 1 и 2 соответствуют захвату π -мезонов из p- и s-мезоатомных орбит. Пунктирной кривой показан вклад спин-дипольной /1a/ и спин-квадрупольной /1b/ ветвей резонанса.

деление может быть осуществлено путем измерения на совпадение жесткого γ -кванта с рентгеновским от 2p-1s мезоатомного перехода. Из экспериментальных данных ^{6/} такого типа, имеющихся пока только на ядре ^6Li , можно, по-видимому, заключить, что спектр жестких γ -квантов в его низкоэнергетической части зависит от того, с какой мезоатомной орбиты произошел захват. Этот эффект прослеживается слабо на ^6Li . В ядре ^{16}O спин-квадрупольные состояния должны проявляться сильнее. С другой стороны, спин-квадруполь-

ную ветвь в процессе $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$ удается рассчитать достаточно надежно, в отличие от случая ^6Li . Поэтому исследование этой ветви в процессе $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$ представляет интерес.

2. В области энергий $E_\gamma \approx 120$ МэВ структура γ -спектра /см. рис. 1/ довольно сложная. Как следует из расчетов^{4/}, спектр состоит из довольно большого числа отдельных резонансов, обусловленных спин-дипольными переходами. Для более детального изучения этой области спектра представляется интересным расчленить его. Такое расчленение можно осуществить путем выделения той части спектра, которая будет связана с распадом резонансов только на определенное

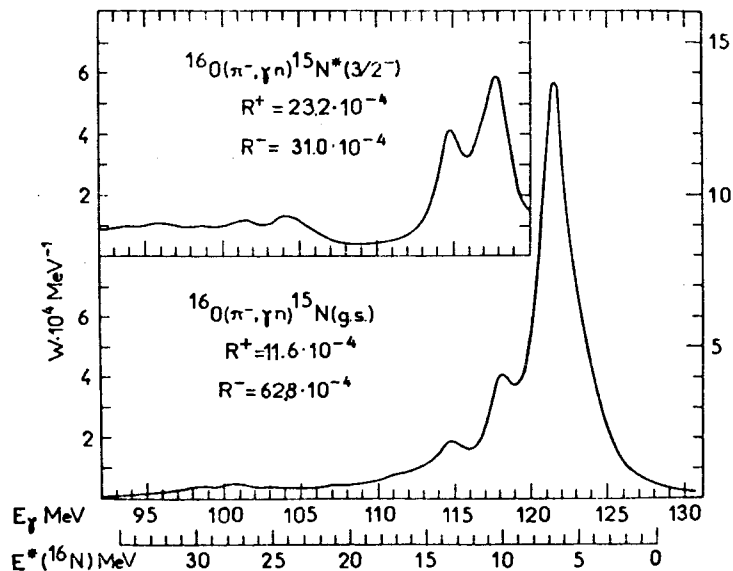


Рис. 2. Парциальный спектр γ -квантов, связанный с распадом резонансов по нейтронному каналу с образованием ядра ^{15}N в основном /нижняя часть рисунка/ и в возбужденном $3/2^-$ /верхняя часть рисунка/. $E^* = 6,3$ МэВ /состояния/. $R^{(\pm)}$ - интегральный выход γ -квантов, связанный с возбуждением и последующим распадом спин-квадрупольной /+/ и спин-дипольной /-/ ветвей резонанса.

состояние дочернего ядра (A-1). Рассчитанные спектры жестких γ -квантов в реакции $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma n)^{15}\text{N}$, соответствующие заселению основного ($1/2^-$)-состояния ядра ^{15}N и состояния $3/2^-$: $E^* = 6,3$ МэВ /эти два уровня заселяются наиболее интенсивно/, приведены на рис. 2. Распад на состояние $3/2^-$ связан с низкоэнергетической частью /спин-дипольной и спин-квадрупольной/ полного спектра γ -кванта.

Распад в основное состояние ядра ^{15}N практически полностью обусловлен высокоэнергетической частью спектра γ -квантов и связан со спин-дипольной ветвью резонанса. В частности, наиболее сильный резонанс 2^- / $R = 0,36\%$ /, которому соответствует γ -квант с энергией $E_\gamma \approx 122$ МэВ, может быть четко выделен на фоне остальных, если фиксировать канал распада /рис. 2/. В полном же спектре /рис. 1/ из-за расположенных рядом резонансов трудно четко выделить этот пик.

Структура дипольных резонансов в легких ядрах отличается от структуры резонансов в средних и тяжелых ядрах. В последнем случае волновая функция представляет собой суперпозицию большого числа одночастичных компонент с близкими весами. В легких ядрах во многих случаях структура резонанса определяется одной или двумя доминирующими компонентами. Так, рассмотренный выше резонанс 2^- при $E_\gamma \approx 122$ МэВ практически описывается суперпозицией только двух компонент:

$$\psi(2_4^-) \approx 0,74(1d_{5/2} 1p_{3/2}^{-1}) + 0,63(2s_{1/2} 1p_{3/2}^{-1}) + \dots$$

Определение величины $R(2_4^-)$ даст возможность косвенно проверить волновую функцию этого резонанса.

3. Резонансы в ^{16}N , возбуждающиеся в процессе (π^-, γ) , расположены выше порога развала ядра по нуклонному каналу. Преимущественно они распадаются путем испускания нейтрона. Проведенный расчет нейтронного канала основывался на формализме приведенных ширин R-матричной теории^{7/}. Рассчитанный полный нейтронный спектр имеет ряд характерных черт. Во-пер-

вых, это наличие в спектре резонанса при энергии нейтронов около 5 МэВ, и, во-вторых, наличие заметного выхода нейтронов большой / $E_n > 10$ МэВ / энергии. Выход таких нейтронов связан со спин-квадрупольной ветвью резонанса. Детальнее эти результаты обсуждаются в работе^{/8/}. Здесь же мы обсудим парциальные нейтронные спектры, т.е. спектры, связанные с образованием дочернего ядра (A-1) в определенном конечном состоянии.

На рис. 3 приведены рассчитанные парциальные нейтронные спектры в процессе $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma n)^{15}\text{N}$, связанные с образованием ядра ^{15}N в основном состоянии ($1/2^-$) и в состоянии $3/2^-$ / $E^* = 6,3$ МэВ /.

Относительный выход нейтронов рассчитывался по формуле

$$N^{(\pm)} = \sum_i \frac{\Gamma_i(J_0 E_0)}{\Gamma_i^{\text{tot}}} \cdot \frac{R_i^{(\pm)}(E_i)}{R_{\text{tot}}}$$

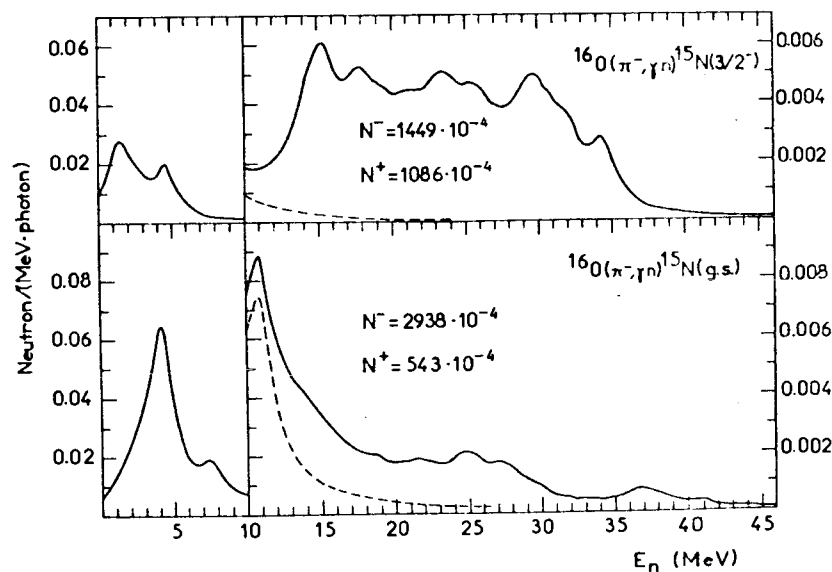


Рис. 3. Парциальный нейтронный спектр, связанный с распадом резонансов в основное состояние ядра ^{15}N / $1/2^-$ / /нижняя часть рисунка/ и на уровень $3/2^-$ / $E^* = 6,3$ МэВ / /верхняя часть рисунка/, пунктирная кривая - вклад спин-дипольной ветви гигантского резонанса.

Суммирование ведется по всем резонансам положительной /+ / или отрицательной /- / четности. Γ_i^{tot} - рассчитываемая полная нуклонная ширина i -ого резонанса, $\Gamma_i(J_0 E_0)$ - парциальная ширина нуклонного распада i -ого резонанса на состояние $J_0 E_0$ ядра (A-1); $R_{\text{tot}} = 2,1 \cdot 10^{-2}$ - полный выход γ -квантов в процессе $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$.

Резонансная структура в парциальном нейтронном спектре прослеживается гораздо четче, чем в полном спектре. В полном спектре структура оказывается смазанной^{/8/} из-за наложения нескольких резонансов. Спин-квадрупольная ветвь гигантского резонанса не приводит к возникновению пиков в нейтронном спектре. Ее проявление сказывается на высокоэнергетической части нейтронного спектра. Причем спин-квадрупольные резонансы распадаются с гораздо большей вероятностью на возбужденное ($3/2^-$) состояние ^{15}N , чем в основное. Таким образом резонансная структура нейтронного спектра в процессе (π^-, γ) на легких ядрах определяется спин-дипольной ветвью резонанса.

4. Рассмотренные нами характеристики процесса $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$ зависят от структуры основного состояния ядра-мишени, от структуры резонансных состояний и состояний дочернего ядра, на которые идет распад. Именно поэтому изучение таких характеристик позволит глубже понять детали ядерной структуры.

Рассмотренные характеристики процесса $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$ могут быть исследованы экспериментально либо путем измерений на совпадение жесткого и мягкого / $E_\gamma = 6,3$ МэВ / γ -квантов, либо жесткого γ -кванта и вылетевшего нейтрона с фиксированной энергией. И хотя такие измерения сложны, тем не менее их проведение представляется важным. Полученные данные позволят сделать новый шаг в понимании механизма изучаемого процесса и структуры ядра.

Выражаем благодарность Р.А.Сакаеву за помощь на начальной стадии настоящего исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baer H.W. *Proc. VII Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Zürich, 1977.* (Birkhäuser Verlag, Basel), p.245. Baer H.W., Crowe K.M., Trüol P. *Adv. Nucl. Phys.*, 1977, 9, p.177.
2. Dogotar G.E. e.a. *JINR, E2-11275, Dubna, 1978.*
3. Балашов В.В., Коренман Б.Я., Эрамжян Р.А. *ЭЧАЯ, 1973, т.4, в.2, с.585.*
4. Eramzhyan R.A. e.a. *Nucl. Phys.*, 1977, A290, p.294.
5. Alder J.C. e.a. *Proc. VII Int. Conf. on High Energy Physics and Nucl. Structure, Zürich, 1977, Abstract C16.*
6. Alder J.C. e.a. *SIN Newsletter No. 9 (October 1977), p.7.*
7. Lane A.M., Thomas R.G. *Revs. Mod. Phys.*, 1958, 30, p.257.
8. Гмитро М. и др. *ОИЯИ, P2-11511, Дубна, 1978.*

Рукопись поступила в издательский отдел
5 мая 1978 года.