

# Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 3 — 1976

УДК 539.172.3

В. В. ВАРЛАМОВ, Б. С. ИШХАНОВ, И. М. КАПИТОНОВ, Е. В. ЛАЗУТИН,  
О. П. ШЕВЧЕНКО, В. И. ШВЕДУНОВ

## ПРОЯВЛЕНИЕ ИЗОСПИНОВЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В ОБЛАСТИ ЛЕГКИХ И СРЕДНИХ ЯДЕР

Сообщается об исследовании характеристик распада по протонному каналу состояний гигантского дипольного резонанса на ядрах  $Mg^{26}$ ,  $Ni^{58}$  и  $Ni^{60}$ . Показано, что особенности полученных результатов могут быть объяснены оболочечными эффектами при распаде аналоговых состояний ядер. Проанализированы также сечения фотонейтронной реакции на ряде ядер  $1d-2s$ -оболочки. Показано, что особенности фотонейтронных сечений в области легких ядер также могут быть интерпретированы в рамках концепции изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса.

К настоящему времени достигнут определенный прогресс в области экспериментального изучения гигантского дипольного резонанса. Как с использованием тормозного  $\gamma$ -излучения [1, 2], так и с помощью квазимонохроматических фотонов [3, 4] успешно исследуется структура гигантского резонанса как в области легких и средних ядер, так и среднетяжелых ядер. Развитие техники эксперимента сопровождалось прогрессом в области теоретического описания гигантского резонанса. Так, в рамках оболочечной модели ядра при учете таких механизмов, как связь простых частично-дырочных возбуждений с низшими коллективными состояниями, деформируемость ядра в возбужденных состояниях, предравновесный распад, в целом ряде случаев удается успешно описать промежуточную структуру гигантского резонанса [5, 6]. Расчеты, выполненные при учете каждого из упомянутых механизмов, дают весьма хорошее приближение к экспериментальным сечениям фотоядерных реакций. В этой связи для выбора модели, наиболее адекватно отражающей механизм формирования гигантского резонанса, оказывается недостаточно информации о характере возбуждения дипольных состояний, содержащейся в сечениях реакций. Возникает необходимость привлечения дополнительной информации о природе волновой функции, описывающей эти состояния. Такого рода информация может быть получена при исследовании распадных характеристик состояний атомных ядер, чем и объясняется увеличение в последнее время числа работ, посвященных изучению энергетических спектров фотонуклонов, неупруго рассеянных  $\gamma$ -квантов и т. п.

Была создана методика исследования на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения энергетических спектров фотопротонов. С помощью полупровод-

никовых детекторов спектры измерялись при нескольких близких значениях максимальной энергии тормозного  $\gamma$ -излучения и использовались для получения разностных протонных спектров. Достаточно высокая точность, достигнутая в разностных спектрах, позволяла получать надежную информацию о распаде уровней ядер, расположенных в узких интервалах энергий возбуждения. Анализ этих данных совместно с данными о сечении соответствующей фотопротонной реакции позволял провести идентификацию отдельных, наблюдаемых в спектрах, переходов. Так как распад состояний гигантского резонанса идет, как правило, на большое число уровней конечного ядра, разработанная методика включала в себя анализ средних энергий протонов в разностных спектрах и соответственно средних энергий возбуждения конечного ядра.

Такой анализ к настоящему времени выполнен для ядер  $Mg^{26}$ ,  $Ni^{58}$  и  $Ni^{60}$ . На рис. 1 в качестве примера приводятся спектры протонов из ядра  $Ni^{60}$ , а на рис. 2 — разностные протонные спектры из ядра  $Ni^{58}$ .

В результате анализа разностных протонных спектров, выполненного по приведенной выше схеме, было установлено, что при увеличении энергии  $\gamma$ -квантов энергия возбуждения конечных ядер возрастает. Этот факт хорошо согласуется с имеющимися в настоящее время данными. Однако было установлено также, что в исходных ядрах имеются такие области энергий возбуждения, при распаде которых средняя энергия возбуждения конечных ядер возрастает особенно быстро. Это обстоятельство иллюстрируется рис. 3, а на примере ядра  $Mg^{26}$ . Видно, что наиболее резкое увеличение средней энергии возбуждения конечного ядра  $Na^{25}$  наблюдается при распаде уровней ядра  $Mg^{26}$ , расположенных в области энергий 22—24,5 МэВ. На рис. 3, б приведены величины отношений интегральных сечений фотопротонной и фотонейтронной реакций, вычисленные для тех же областей энергии возбуждения ядра  $Mg^{26}$ . Видно, что резкое смягчение протонных спектров коррелирует с возрастанием доли фотопротонной реакции в полном сечении фотопоглощения. Такие же корреляции обнаружены для ядра  $Ni^{58}$  при энергиях 18—20 и 23—25 МэВ и для ядра  $Ni^{60}$  при энергиях 18—20 МэВ. Этот факт свидетельствует о наличии в рассмотренных ядрах сильных групп состояний, распадающихся преимущественно по протонному каналу, причем главным образом на возбужденные уровни конечных ядер.

В настоящее время широко обсуждается концепция изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса [7, 8], главным следствием которой является наличие состояний, существенно различным образом распадающихся по различным каналам. Проведенный анализ показал, что отмеченные особенности спектров могут быть интерпретированы в рамках этой теории. Основные ее положения иллюстрируются рис. 4, на котором приводится схема распада уровней ядра  $Mg^{26}$ .

Согласно теории изоспинового расщепления поглощение ядром с  $N \neq Z$  дипольных  $\gamma$ -квантов должно приводить к возбуждению двух групп уровней — с изоспином  $T_<$ , равным изоспину основного состояния (в данном случае  $T_< = 1$ ), и с изоспином на 1 большим (в данном случае  $T_> = 2$ ). Согласно имеющимся в настоящее время экспериментальным данным [9, 10] для ядра  $Mg^{26}$  такие группы уровней должны располагаться в области энергий 17—18 и 22—23 МэВ. В то время как распад  $T_<$ -состояний согласно правилам отбора по изоспину возможен на основные состояния конечных ядер как с вылетом нейтронов, так и протонов (хотя эти последние и подавляются кулоновским барьером ядра), такой распад  $T_<$ -уровней возможен лишь с вылетом протонов.

Именно возбуждением аналоговых состояний и оказывается возможным объяснить отмеченное ранее резкое возрастание доли фото-

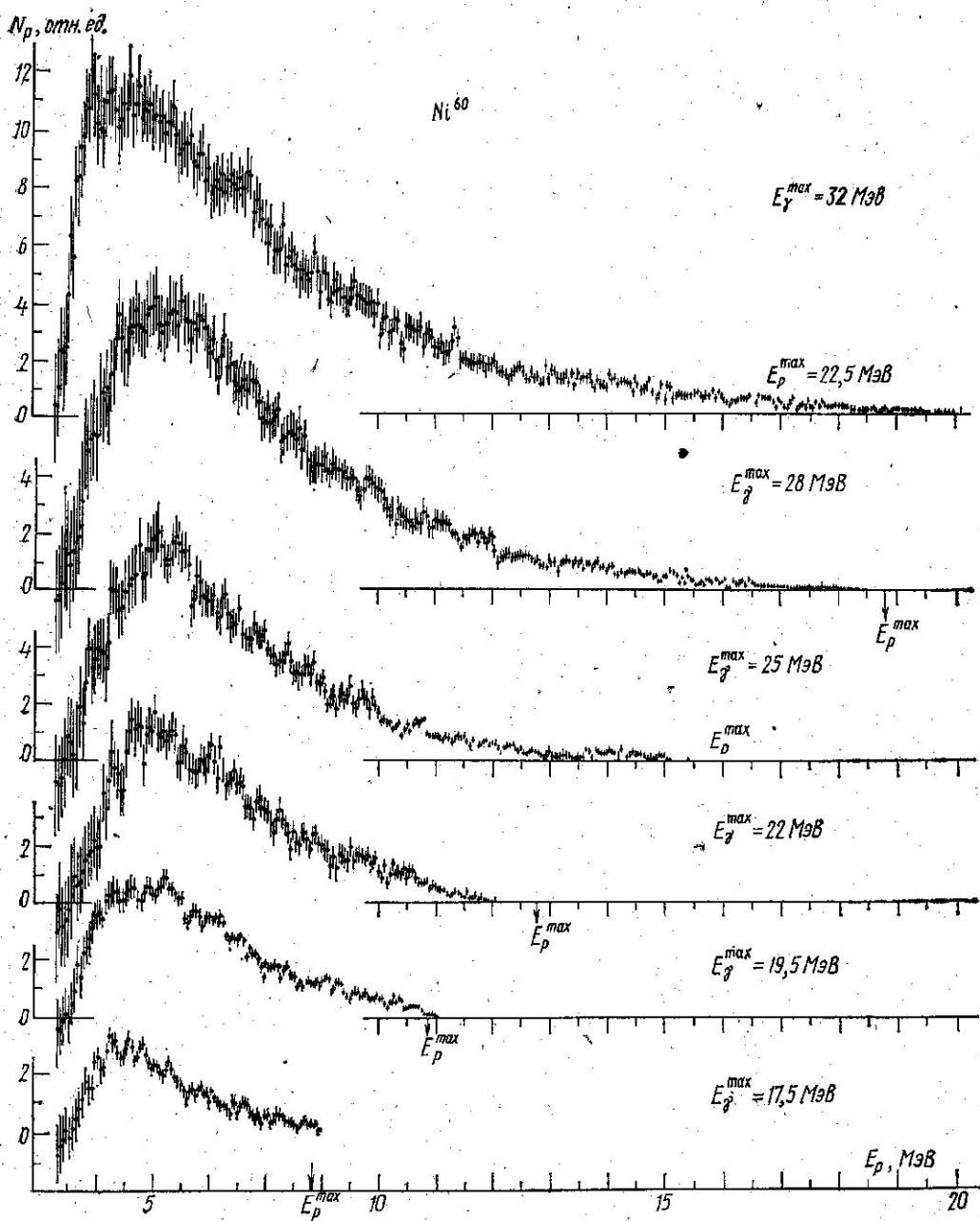


Рис. 1. Спектры фотопротонов из ядра  $Ni^{60}$

протонной реакции в полном сечении фотопоглощения. Смягчение фотопротонных спектров в этих областях энергий может быть обусловлено спецификой распада аналоговых состояний, а именно большей долей

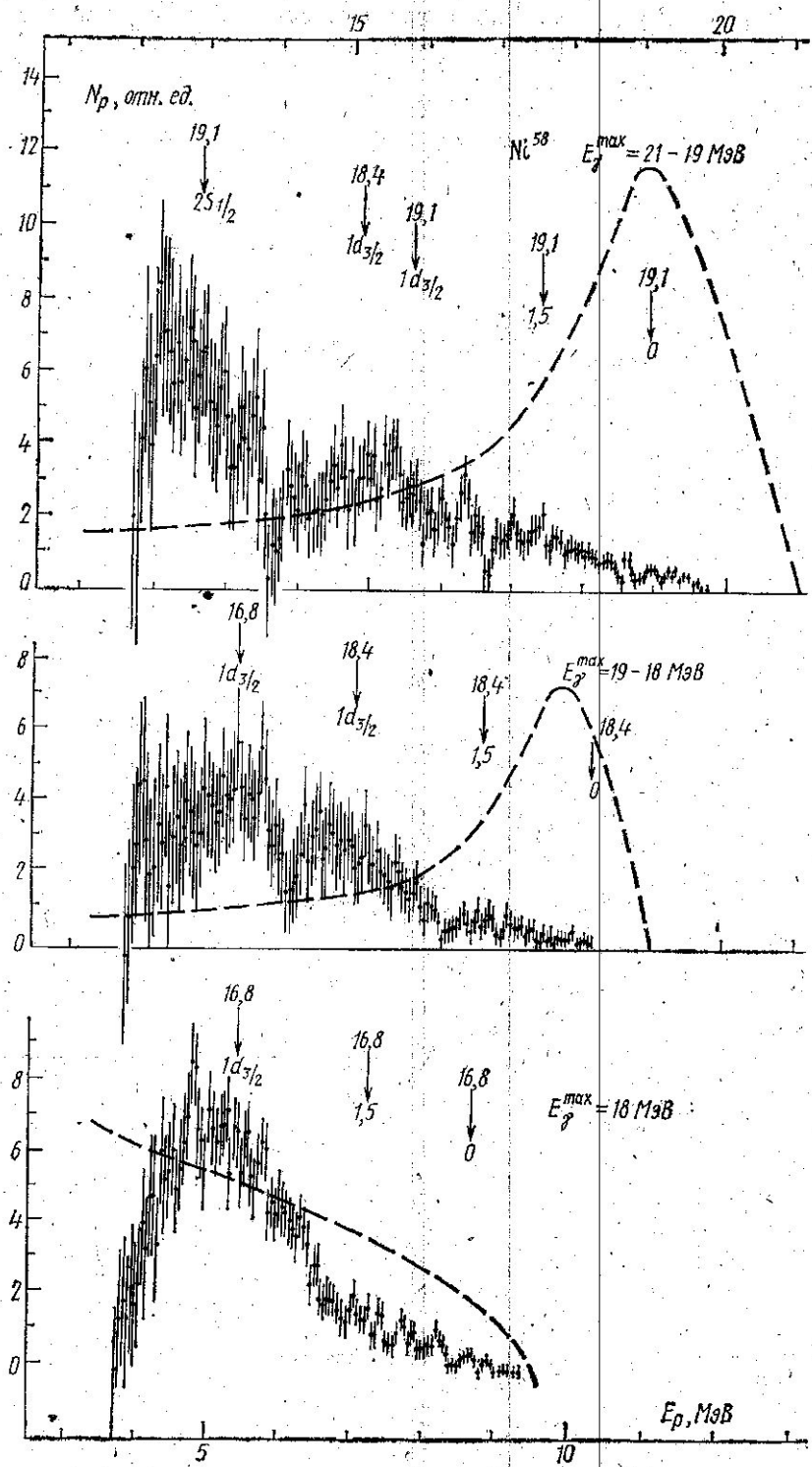


Рис. 2. Разностные протонные спектры, полученные для нескольких областей энергий возбуждения ядра  $Ni^{58}$

конфигураций типа  $|j_{1p}^{-1}, j_{2n}[j_{op}j_{on}^{-1}]^{0+}; JM\rangle$  в дипольной волновой функции, описывающей аналоговые состояния. Так, в ряде работ [11, 12]

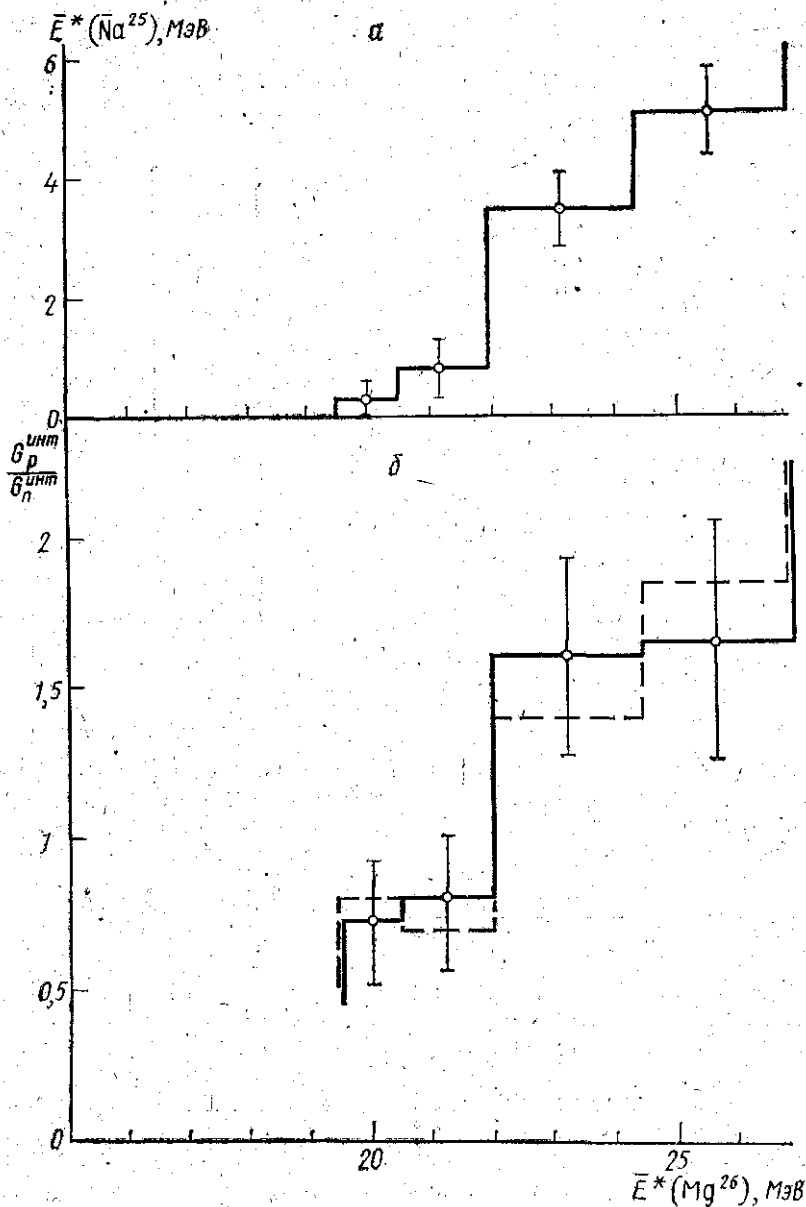


Рис. 3. Результаты анализа характеристик возбуждения и распада состояний ядра  $Mg^{26}$ : а — средняя энергия возбуждения конечного ядра  $Na^{25}$ , б — величины отношений интегральных сечений фотопротонной и фотонейтронной реакции (сплошная линия — данные, полученные в МГУ, пунктир — в США)

теоретически рассматривался такой канал распада аналоговых состояний, при котором конечное ядро образуется в состоянии типа две дырки — одна частица. Испускание протона при поглощении  $\gamma$ -квантов

исходным ядром идет в этом случае за счет разрушения фонона, с моментом  $0^+$ , в который связаны протонная частица и нейтронная дырка на орбите  $j_0$ . Как показали конкретные расчеты [12], протоны этого канала должны давать вклад в малоэнергичную область спектров.

При таком подходе получает объяснение и обнаруженный экспериментально факт существенного отличия разностных спектров протонов из изотопов  $Ni^{58}$  и  $Ni^{60}$ . Было установлено, что при распаде состояний, расположенных в этих ядрах приблизительно на одинаковых энергиях,

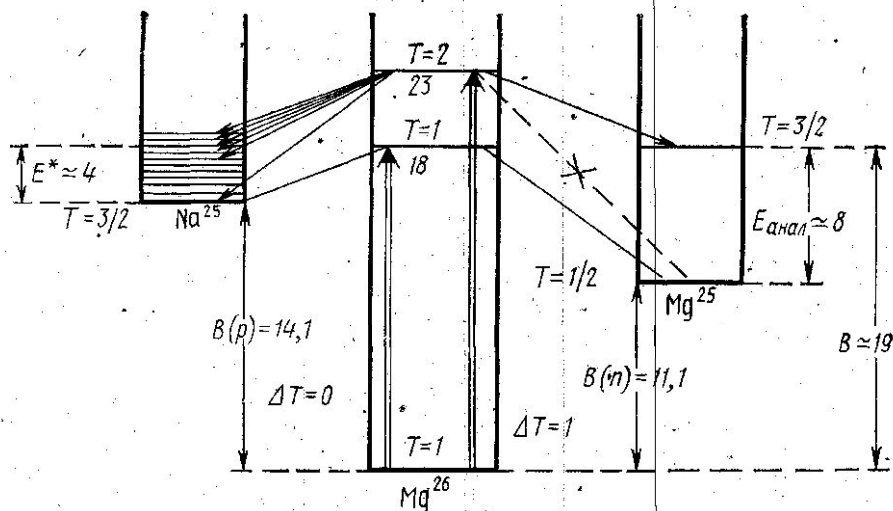


Рис. 4. Схема распада уровней ядра  $Mg^{26}$

средняя энергия возбуждения конечного ядра  $Co^{57}$  оказывается на 2—3 МэВ больше, чем ядра  $Co^{59}$ . Этот факт может быть обусловлен большей вероятностью возбуждения аналоговых состояний в ядре  $Ni^{58}$ , чем в ядре  $Ni^{60}$  [8]:

$$|C_{>}|^2 = \frac{1}{T_0 + 1} \left[ \frac{1 - 1,5(T_0/A^{2/3})}{1 - 4(T_0/A)^2} \right] = \begin{cases} 0,80 & \text{для } Ni^{58} \\ 0,36 & \text{для } Ni^{60} \end{cases} \quad (1)$$

Выше было показано, что распад аналоговых состояний идет главным образом на возбужденные уровни конечного ядра.

Следует отметить, что наиболее отчетливо асимметрия каналов распада дипольных уровней, обусловленная действием правил отбора по изоспину, проявляется в области средних и тяжелых ядер, приводя к сдвигу максимумов сечений реакций  $(\gamma, p)$  относительно максимумов  $(\gamma, n)$ -сечений к более высоким энергиям. В легких ядрах ситуация несколько осложняется. При обсуждении схемы распада уровней ядра  $Mg^{26}$  (рис. 4) упоминалось, что вследствие относительно небольшой энергии возбуждения состояний с подходящим изоспином в соседнем ядре в случае легких ядер не возникает характерного для средних и тяжелых ядер запрета на распад аналоговых состояний по нейтронному каналу. В этой связи представляется интересным исследовать эффекты влияния изотопического спина на характеристики не только протонных, но и нейтронных реакций в области легких ядер.

С этой точки зрения были проанализированы фотонейтронные сечения ряда изотопов  $1d-2s$ -оболочки от  $Na^{23}$  до  $Ca^{40}$ . Выяснилось, что

ряд особенностей фотонейтронных сечений этих ядер находится в четкой зависимости от изоспина основного состояния ядра. По этому признаку исследованные ядра могут быть разбиты на 2 группы соседних ядер:  $Mg^{24}$ ,  $Si^{28}$ ,  $S^{32}$ ,  $Ca^{40}$  — группа 1 ( $T_0=0$ ) и  $Mg^{25}$ ,  $Al^{27}$ ,  $P^{31}$ ,  $K^{39}$  — группа 2 ( $T_0=1/2$ ), причем особенности фотонейтронных сечений ядер этих групп оказываются существенно различными.

Интегральные сечения  $\int_0^{30} \sigma(\gamma, n) dE_\gamma$  ядер группы 1 приблизительно в 2 раза меньше интегральных сечений ядер группы 2. Этот факт иллюстрируется рис. 5, где представлены результаты, полученные в МГУ, во Франции (Саклэ) и в США (Ливермор).

Максимумы сечений ядер группы 2 достигаются по энергии на 1—2 МэВ выше по сравнению с сечениями ядер группы 1.

Ширина максимумов группы 2 больше, чем ядер группы 1, причем максимальная величина отношения сечений соседних ядер групп 1 и 2 (исключая околопороговую область) достигается на 4—5 МэВ выше энергий максимумов.

Как уже упоминалось, энергетического запрета на распад аналоговых состояний ядер группы 2 по нейтронному каналу не возникает. Кроме того, приведенная ширина распада этих состояний (изоспин  $T_0=3/2$ ) с вылетом нейтронов, по чисто геометрическим соображениям приблизительно в 2 раза превышает приведенные протонные ширины. Кроме того,  $T_0$ -состояния должны возбуждаться в ядрах группы 2 с вероятностью, приблизительно в 1,5 раза большей вероятности возбуждения  $T_0$ -состояний (см. формулу (1)), и располагаться при больших энергиях [7]:

$$E_{T_0} - E_{T_0} = 60 \cdot \frac{T_0 + 1}{A} \quad (2)$$

Все это дает возможность объяснить перечисленные выше особенности фотонейтронных сечений ядер  $1d-2s$ -оболочки распадом по нейтронному каналу аналоговой ветви гигантского резонанса ядер группы 2.

С этих позиций получает объяснение и промежуточное положение, которое занимает среди исследованных ядер  $Mg^{26}$ . То обстоятельство, что изоспин основного состояния этого ядра равен 1, согласно предсказаниям теории изоспинового расщепления значительно уменьшает вероятность возбуждения  $T_0$ -состояний по сравнению с ядрами группы 2, имеющих изоспин  $T_0=1/2$ .

Следует отметить, что данная интерпретация в ряде случаев несколько осложняется различием порогов  $(\gamma, p)$ - и  $(\gamma, n)$ -реакций для соседних ядер, иногда весьма значительным. Однако приведенные статистические оценки не позволяют объяснить все перечисленные особен-

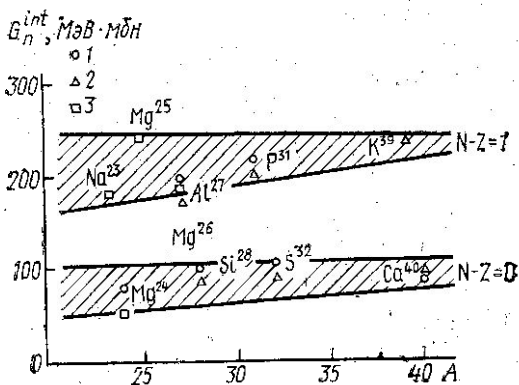


Рис. 5. Величины интегральных сечений фотонейтронной реакции на ядрах  $1d-2s$ -оболочки (1 — наши данные, 2 — данные Саклэ (Франция), 3 — данные Ливермора (США))

ности сечений лишь на основании фазовых объемов, тогда как учет специфики распада аналоговых состояний позволяет особенности фоторасщепления исследованных ядер интерпретировать.

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о том, что некоторые особенности фотонуклонных спектров и сечений могут быть интерпретированы в рамках концепции изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса. Однако окончательное решение вопроса о роли этого механизма фотопоглощения наталкивается на определенные трудности.

Так, ряд особенностей фоторасщепления легких ядер может быть объяснен учетом переходов между различными оболочками, рассматриваемыми в рамках концепции конфигурационного расщепления гигантского резонанса [13]. Кроме того, имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные, а также расчеты, выполненные с учетом изоспина, свидетельствуют о сильном перекрытии областей расположения состояний с различным  $T$ , а также о заметной величине смешивания по изоспину. Все это приводит к сильному растворению изоспиновых эффектов на фоне других. Так, эксперименты по исследованию спектров фотонейтронов [9] и рассеянных  $\gamma$ -квантов [10] из ядра  $Mg^{26}$  подтвердили наличие сильных аналоговых состояний в области энергий 22—23 МэВ, однако достаточно сильно разошлись в оценке доли таких состояний. Эксперименты по радиационному захвату  $\alpha$ -частиц ядром  $Fe^{56}$  [14] и протонов ядром  $Co^{59}$  [15] также прямо свидетельствуют об аналоговой природе состояний ядра  $Ni^{60}$  в области энергий 18—20 МэВ, однако и в этом случае для эффектов смешивания по изоспину получается весьма высокая оценка  $\sim 25\%$ .

В этой связи становится ясно, что окончательное решение вопроса о роли изоспинового расщепления, также как и других механизмов фоторасщепления, возможно лишь на пути сравнения конкретных расчетов, выполненных в рамках различных моделей, с результатами прецизионных экспериментов по исследованию как характеристик возбуждения, так и характеристик распада высоковозбужденных уровней атомных ядер. К сожалению, информации о характеристиках распада в настоящее время явно недостаточно, что делает задачу их изучения весьма актуальной.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ишханов Б. С., Капитонов И. М. и др. «Ядерная физика», 11, 485, 1970.
2. Varlamov V. V., Ishkhanov B. S. et al. «Nucl. Phys.», A 222, 548, 1974.
3. Fultz S. C., Alvarez R. A. et al. «Phys. Rev.», C4, 149, 1971.
4. Alvarez R. A., Berman B. L., Levis F. H., Meyer P. International Conference on Photonuclear Reactions and Applications, March, 26—30, 1973. California, p. 5B6—3.
5. Zhivopistsev F. A., Lukashev A. V. et al. «Czechoslovak Journ. of Physics.», B22, 883, 1972.
6. Живописцев Ф. А., Лукашев А. В., Шитикова К. В. «Изв. АН СССР», сер. физ., 37, 1537, 1973.
7. Akyuz R. O., Fallieros S. «Phys. Rev. Lett.», 27, 1016, 1971.
8. Goulard B., Fallieros S. «Can. J. Phys.», 45, 3221, 1967.
9. Wu C. P., Firk F. W. K., Berman B. L. «Phys. Lett.», 32B, 675, 1970.
10. Wolf H., Berg U., Wienhard K. «Phys. Lett.», 50B, 244, 1974.
11. Osokina R. M., Yadrovsky E. L. «Phys. Lett.», 40B, 161, 1972.
12. Тертычный Г. Я., Ядровский Е. Л. «Ядерная физика», 18, 39, 1973.
13. Neudachin V. G., Shevchenko V. G. «Phys. Lett.», 12, 18, 1964.
14. Foote G. S., Branford D. et al. «Nucl. Phys.», A220, 505, 1974.
15. Diener E. M., Amann J. F. et al. «Phys. Rev.», C3, 2303, 1971.

Поступила в редакцию  
28.2 1975 г.

НИИЯФ