

27/II-84



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

1163/84

P6-83-794

А.В.Плавко<sup>1</sup>, В.И.Кудряшов,<sup>2</sup> И.Н.Кухтина,  
Р.М.Ломбар,<sup>3</sup> Ж.-Л.Эскюдьё<sup>3</sup>

ПРОЯВЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ  
РЯДА СРЕДНИХ И ЛЕГКИХ ЯДЕР  
В НЕУПРУГОМ РАССЕЙАНИИ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ  
С ЭНЕРГИЕЙ 20 МэВ

---

<sup>1</sup> Ленинградский политехнический институт

<sup>2</sup> Ленинградский государственный университет

<sup>3</sup> Центр ядерных исследований, Сакле, Франция

1983

Как было показано в /1-3/, характер угловых зависимостей анализирующей способности  $A(\theta)$  в неупругом рассеянии поляризованных протонов с энергией  $E_p \sim 20$  МэВ служит отражением не только коллективных, но и оболочечных свойств  $^{90,92}_{Zr}$ ,  $^{92,94}_{Mo}$ , а также многих других средних и легких ядер. Кроме того, в этих ядрах зависимости  $A(\theta)$  определенно связаны с характером угловых распределений дифференциальных сечений  $d\sigma/d\Omega$  в неупругом рассеянии протонов тех же энергий /1,3/. В настоящей работе мы продолжаем эти исследования и на примере возбуждения различных состояний в ядрах  $^{90,92,94}_{Zr}$ ,  $^{92,94}_{Mo}$  показываем, что при неупругом рассеянии поляризованных протонов с энергией  $E_p \sim 20$  МэВ зависимости  $A(\theta)$  и  $d\sigma/d\Omega$  вместе отражают, наряду с коллективными свойствами ядер, оболочечную ядерную структуру. Аналогичная ситуация наблюдается в ядрах  $n$ ,  $Z \sim 28$ , что в значительной степени имеет место и в ядрах  $sd$  - оболочки.

В экспериментальном плане настоящая работа является продолжением исследований /4-7/, а в теоретическом - /8/. Экспериментальные данные получены в результате использования циклотрона с переменной энергией Центра ядерных исследований в Сакле. Поляризация пучка составляла в среднем 80%, а энергия протонов - 20 и 18,6 МэВ.

Неупругое рассеяние протонов при настоящих значениях  $E_p$  может рассматриваться как результат эффекта поляризации остова и процесса прямого взаимодействия налетающих протонов с валентными нуклонами ядра, а также некоторых других процессов /9/. Расчет поляризации остова в неупругом рассеянии протонов базируется на предположениях коллективной модели /9/. Вообще говоря, известно, что оба процесса - поляризации остова и прямого взаимодействия налетающих частиц с валентными нуклонами - в целом равноправны. Однако при возбуждении конкретных ядерных состояний может преобладать тот или иной процесс. Так, в целом ряде случаев эффект поляризации остова настолько доминирует, что теоретический анализ с его включением становится очень близким к предсказанию чистой коллективной модели /9/. Что касается соответствия расчетов экспериментальным данным  $A(\theta)$  и  $d\sigma/d\Omega$ , то для многих сильно коллективизированных состояний  $3^-_1$ ,  $2^-_1$ , а иногда и некоторых уровней  $4^+$ , действительно, описание в

рамках чисто коллективных моделей является достаточно удовлетворительным<sup>/1,3,5/</sup>. Коллективные модели используются в рамках метода искаженных волн (МИВ) либо в рамках метода связанных каналов (МСК). Соответствие экспериментов и таких простых расчетов, естественно, исчезает для состояний, в которых важную роль играют отдельные квазичастичные и частично-дырочные структуры<sup>/1,6/</sup>. Такой простой подход, применявшийся нами для легких ядер<sup>/1-3,6,5/</sup>, может быть распространен и на ядра среднего атомного веса.

Так, в ядрах  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$ , как хорошо известно, наиболее коллективизированными являются октупольные состояния  $3_1^-$ . Достаточно коллективными, хотя и с примесью квазичастичного компонента, представляются и уровни  $5_1^-$ . Для этих двух случаев (особенно для  $3_1^-$ ) при описании  $A(\theta)$  и  $d\sigma/d\Omega$  здесь нами успешно применена коллективная (вибрационная) модель - рис.1а.

Разумеется, и состояния  $2_1^+$ ,  $4_1^+$  в этих ядрах (в первую очередь  $2_1^+$ ) не лишены коллективного компонента. Однако только этот один компонент далеко не определяет конфигурации уровней  $2_1^+$  и  $4_1^+$   $^{90}\text{Zr}$ ,

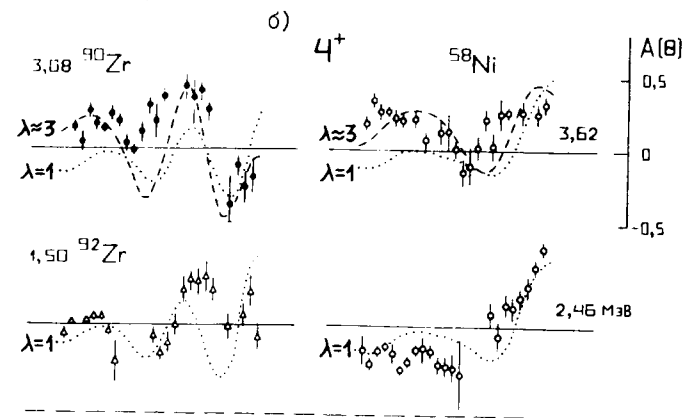
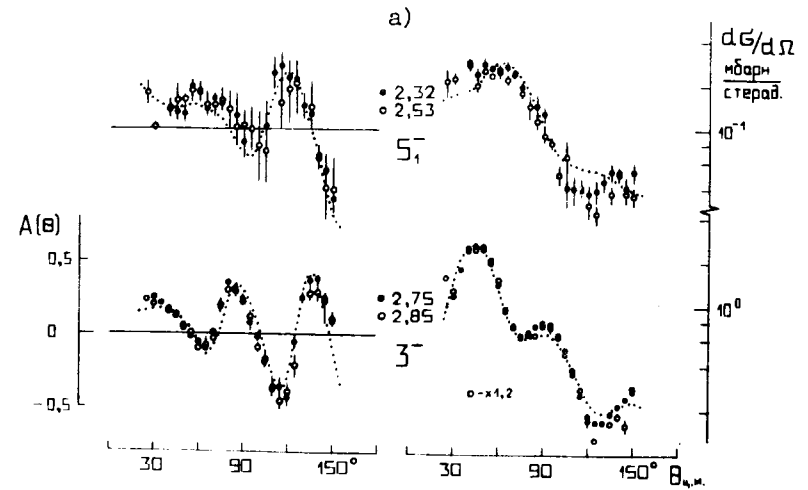
$^{92}\text{Mo}$ . Действительно, из огромного числа исследований, как экспериментальных, так и теоретических, известно, что низколежащие состояния (прежде всего  $2_1^+$  и  $4_1^+$ ) нейтронодефицитных ядер  $\text{Zr}$  и  $\text{Mo}$  обладают одной из самых простых структур<sup>/9,10/</sup>. Эти состояния определяют существенным вкладом простых конфигураций, обусловленных пере-

Рис.1. а - Преобладающая роль коллективного возбуждения для состояний  $3_1^-$   $^{90}\text{Zr}$  и  $^{92}\text{Mo}$  и существенная роль этого возбуждения для уровней  $5_1^-$  тех же ядер.

б - Расхождение для  $A(\theta)$  между экспериментом и расчетом (пунктир) в рамках коллективной (вибрационной) модели для состояния  $4_1^+$   $^{90}\text{Zr}$ . Расхождение обусловлено значительным влиянием неучтенного прямого возбуждения двухпротонной конфигурации  $(\pi g_{9/2})^2$  этого уровня. Подобное расхождение демонстрируется и для  $A(\theta)$  уровня  $4_2^+$ ; 3,62 МэВ  $^{58}\text{Ni}$ . Показано также лучшее соответствие между расчетом и экспериментом для  $A(\theta)$  уровня  $4_1^+$ ; 1,50 МэВ  $^{92}\text{Zr}$  с существенной ролью нейтронной конфигурации  $(\nu d_{5/2})^2$  и необходимость введения параметра  $\lambda \approx 3$  для состояний с конфигурацией  $(\pi g_{9/2})^2$   $^{90}\text{Zr}$ .

Параметры оптических потенциалов для настоящих расчетов по методу связанных каналов (МСК) даны в таблице. Пунктирная линия - расчет с  $\lambda = 1$ , штриховая -  $\lambda \approx 3$ .

Использованы экспериментальные данные: а -  $5_1^-$ /1,6,7/  $3_1^-$ /4/ с небольшой корректировкой в наст. раб.; б -  $^{90,92}\text{Zr}$  /1,7/ и  $^{58}\text{Ni}$  /3,7/.



$^{90}\text{Zr}$   
 $^{92}\text{Mo}$

Рис.1.

стройкой валентных нейтронов либо протонов  $^{9,10/}$ . Более того, эти нейтронные или протонные конфигурации довольно хорошо разделены по энергии, так что для определенных состояний нет сильного смешивания этих конфигураций. Низколежащие уровни  $2_1^+$  и  $4_1^+$  легких изотопов Zr и Mo коллективизированы умеренно  $^{9-11/}$ .

Сравним между собой угловые зависимости  $d\sigma/d\Omega$  для разных состояний  $I^\pi = 2^+$  (рис.2); для такого сравнения используем эмпирические стандарты, представляющие собой кривые, гладко проведенные через экспериментальные точки, относящиеся к уровням  $2_1^+$ ;  $2,19$   $^{90}\text{Zr}$  и  $1,51$  МэВ  $^{92}\text{Mo}$ . Эмпирические стандарты на рис.2 отражают конфигурации  $(\pi g_{9/2})^n$  совместно с коллективным возбуждением остова;  $n = 2$  и  $4$ . Действительно, имеется много доказательств (для уровней  $2_1^+$ ;  $2,19$   $^{90}\text{Zr}$  и  $1,51$  МэВ  $^{92}\text{Mo}$ ) наличия основных конфигураций  $(\pi g_{9/2})^n$   $^{9,10/}$ . Аналогичным образом сравниваются и распределения  $d\sigma/d\Omega$  для состояний  $4^+$  (рис.2).

При таком сравнении угловых распределений  $d\sigma/d\Omega$  для различных уровней  $2^+$  и, соответственно,  $4^+$  в ядрах  $^{90,92,94}\text{Zr}$  и  $^{92}\text{Mo}$  (рис.2) наглядно видно, что из всего многообразия распределений  $d\sigma/d\Omega$  наиболее сильно выделяются  $d\sigma/d\Omega$  для состояний  $2_1^+$  и  $4_1^+$   $^{92,94}\text{Zr}$  с существенной ролью нейтронной конфигурации  $(\nu d_{5/2})^2$ , обусловленной перестройкой пары валентных нейтронов  $^{9,10,14/}$ . Кроме того, угловые распределения для нейтронных уровней близки в случае двух разных ядер:  $2^+$ ;  $0,93$   $^{92}\text{Zr}$  и  $0,92$  МэВ  $^{94}\text{Zr}$ , а также, соответственно,  $4^+$ ;  $1,50$   $^{92}\text{Zr}$  и  $1,47$  МэВ  $^{94}\text{Zr}$ . Достаточно близки между собой в свою очередь и распределения  $d\sigma/d\Omega$  для протонных состояний с конфигурацией  $(\pi g_{9/2})^2$ , обусловленной перестройкой пары валентных протонов:  $2^+$ ;  $2,19$   $^{90}\text{Zr}$ ,  $1,51$   $^{92}\text{Mo}$  и  $1,85$  МэВ  $^{92}\text{Zr}$ ,

Рис.2. Контрастное отличие угловых распределений  $d\sigma/d\Omega$  для низколежащих состояний с существенной ролью валентных нейтронов ( $4^+$ ;  $1,50$   $^{92}\text{Zr}$ ,  $1,47$   $^{94}\text{Zr}$  и  $2^+$ ;  $0,93$   $^{92}\text{Zr}$ ,  $0,92$  МэВ  $^{94}\text{Zr}$ ) от распределений  $d\sigma/d\Omega$  для уровней любой другой природы с теми же соответствующими значениями  $I^\pi$  и в тех же или соседних ядрах. Сплошные кривые - эмпирический стандарт, соответствующий поляризации остова и протонной конфигурации  $(\pi g_{9/2})^2$ .

Использованы результаты:  $^{90}\text{Zr}$  - усредненные данные при  $E_p = 20$  МэВ (7,1 и наст. раб.) и  $18,8$  МэВ/ $^{12/}$ ;  $^{92}\text{Zr}$  - усредненные данные при  $E_p = 20$  МэВ/ $^{1,7/}$  и  $19,4$  МэВ/ $^{13/}$ ;  $^{94}\text{Zr}$  -  $E_p = 19,4$  МэВ/ $^{13/}$ ;  $^{92}\text{Mo}$  - данные при  $E_p = 20$  МэВ публикуются впервые (ранее в  $^{7/}$  приводились только предварительные результаты для уровня  $4^+$ ).

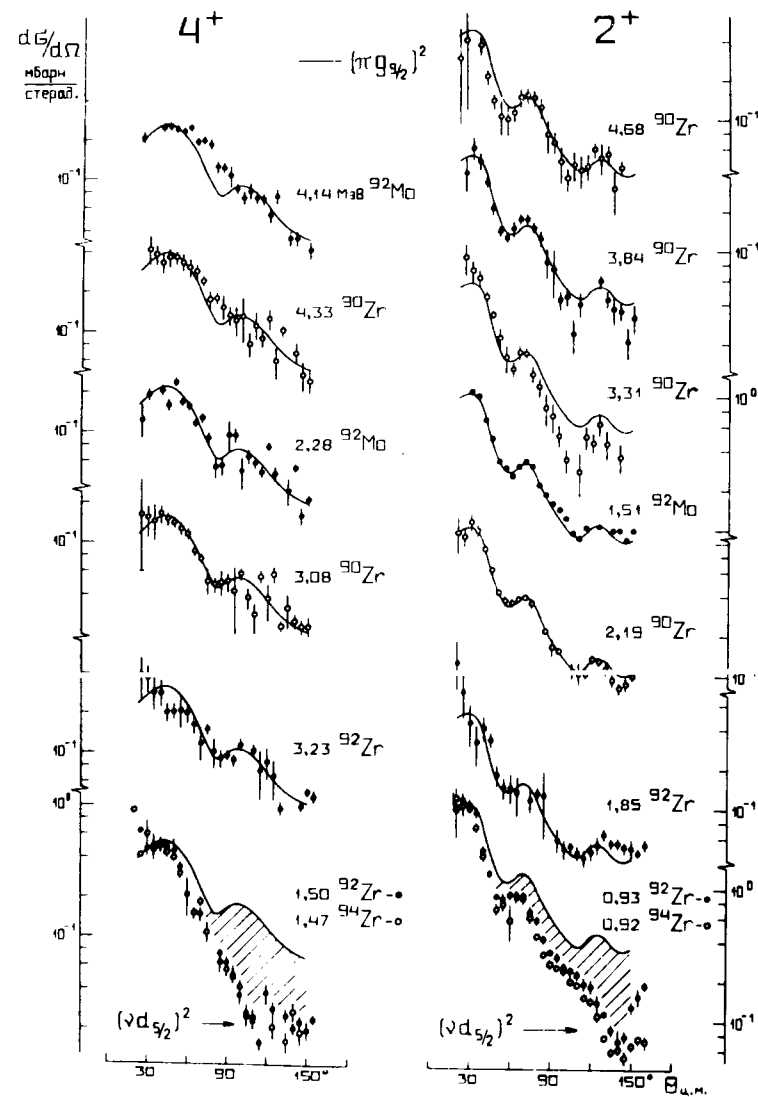


Рис.2



а также, соответственно,  $4^+$ ;  $3,08 \text{ } ^{90}\text{Zr}$ ,  $2,28 \text{ } ^{92}\text{Mo}$  и  $3,23 \text{ МэВ } ^{92}\text{Zr}$  /9,10,15,8/. Что касается других приведенных уровней, то для  $4^+$ ;  $4,33 \text{ } ^{90}\text{Zr}$  и  $4,14 \text{ МэВ } ^{92}\text{Mo}$  экспериментально и теоретически /15,16/ доказана доминирующая роль частично-дырочного возбуждения остова. Существенная роль возбуждений из замкнутых оболочек остова определена и для уровней  $2^+$ ;  $4,68$ ;  $3,84$  и  $3,31 \text{ МэВ } ^{90}\text{Zr}$  /15,16/. Для этих состояний установлена и не очень малая коллективизация (например, в случае  $3,84 \text{ МэВ}$ ).

Строго говоря, каждая конфигурация накладывает некоторые свои индивидуальные особенности на соответствующие угловые распределения  $d\sigma/d\Omega$ . Однако, в самом первом приближении, на фоне очень сильного выделения зависимостей  $d\sigma/d\Omega$  для состояний  $2^+_{1,2} \text{ } ^{92,94}\text{Zr}$  и, соответственно,  $4^+_{1,2} \text{ } ^{92,94}\text{Zr}$ , связанных с перестройкой валентных нейтронов, можно отметить сравнительно малое различие  $d\sigma/d\Omega$  между "протонными" уровнями и уровнями, обусловленными возбуждениями остова.

Распределения  $d\sigma/d\Omega$  для квазичастичных нейтронных состояний  $2^+_{1,2} \text{ } ^{92,94}\text{Zr}$  и  $4^+_{1,2} \text{ } ^{92,94}\text{Zr}$  как отличаются от других зависимостей  $d\sigma/d\Omega$ , так и не отличаются от них по целому ряду признаков. Поэтому проводимое на рис.2 для наглядности разделение  $d\sigma/d\Omega$  в значительной степени условно. Так, например, в случаях  $I^\pi = 4^+$  в распределениях  $d\sigma/d\Omega$  для протонных уровней ( $3,08 \text{ } ^{90}\text{Zr}$ ;  $2,28 \text{ } ^{92}\text{Mo}$  и  $3,23 \text{ МэВ } ^{92}\text{Zr}$ ) имеет место минимум в области  $\theta \sim 90^\circ$ . Для нейтронных квазичастичных состояний ( $1,50 \text{ } ^{92}\text{Zr}$  и  $1,47 \text{ МэВ } ^{94}\text{Zr}$ ) подобный минимум менее выражен и смещен в область больших значений  $\theta$ . Как видно из рис.2, и для возбуждений остова  $4,33 \text{ } ^{90}\text{Zr}$  и  $4,14 \text{ МэВ } ^{92}\text{Mo}$  похожие намечающиеся минимумы смещены к большим значениям  $\theta$  по сравнению с распределениями для протонных уровней. Но ведь при этом важно, что рассматриваемые возбуждения остова также обусловлены главным образом нейтронным переходом, только этот переход в данном случае осуществляется из замкнутой нейтронной оболочки  $g_{9/2}$  в оболочку  $d_{5/2}$ . Доминирующая роль нейтронной конфигурации  $(g_{9/2})^{-1}d_{5/2}$  для состояний  $4,33 \text{ } ^{90}\text{Zr}$  и  $4,14 \text{ МэВ } ^{92}\text{Mo}$  доказана экспериментально и теоретически /15-17/. Идентичность распределений  $d\sigma/d\Omega$  для уровней  $4^+$ ;  $4,33 \text{ } ^{90}\text{Zr}$  и  $4,14 \text{ МэВ } ^{92}\text{Mo}$  (рис.2) хорошо согласуется с оценкой /15-17/: возбуждение остова каждого из этих двух состояний содержит почти 90% нейтронной конфигурации  $(g_{9/2})^{-1}d_{5/2}$ .

Характер распределений  $d\sigma/d\Omega$  и в случае уровней  $2^+$  хорошо отражает ядерную структуру (рис.2). Как и для  $I^\pi = 4^+$ , видно также существенное различие в крутизне спада  $d\sigma/d\Omega$  для квазичастичных нейтронных - конфигурация  $(g_{9/2})^{-1}d_{5/2}$  - и квазичастичных протонных -

конфигурация  $(g_{9/2})^{-1}d_{5/2}$  - состояний. В то же время по отдельности для нейтронных ( $0,93 \text{ } ^{92}\text{Zr}$  и  $0,92 \text{ } ^{94}\text{Zr}$ ) и протонных ( $2,19 \text{ } ^{90}\text{Zr}$ ,  $1,51 \text{ } ^{92}\text{Mo}$  и  $1,85 \text{ МэВ } ^{92}\text{Zr}$ ) уровней распределения  $d\sigma/d\Omega$  достаточно близки. Даже несколько больший перепад  $d\sigma/d\Omega$  (заметный особенно в области малых углов) для состояния  $1,85 \text{ МэВ } ^{92}\text{Zr}$  по сравнению с протонными уровнями  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{92}\text{Mo}$  хорошо увязывается с присутствием в состоянии  $1,85 \text{ МэВ}$  около 20% примеси конфигурации  $(g_{9/2})^{-1}d_{5/2}$ , что доказано экспериментально /10,14,18/.

Особенно сильное фазовое различие  $d\sigma/d\Omega$  для нейтронных и протонных уровней  $2^+$  наблюдается в области больших углов (рис.2). В то же время этого различия практически нет между "протонными" состояниями ( $2,19 \text{ } ^{90}\text{Zr}$ ,  $1,51 \text{ } ^{92}\text{Mo}$  и  $1,85 \text{ МэВ } ^{92}\text{Zr}$ ) и вышележащими уровнями, обусловленными возбуждением остова ( $3,31$ ;  $3,84$  и  $4,68 \text{ МэВ } ^{90}\text{Zr}$ ). Фазовую картину  $d\sigma/d\Omega$  для состояний возбуждения остова могли бы изменить по "нейтронному признаку" нейтронные переходы из замкнутой оболочки типа  $g_{9/2} \rightarrow d_{5/2}$  (как это происходит в случае  $I^\pi = 4^+$ ), но надежно доказано экспериментально /16/, что в случае  $I^\pi = 2^+$  нейтронные конфигурации  $(g_{9/2})^{-1}d_{5/2}$  фрагментированы по большому числу уровней  $2^+$ , так что их вклад, в частности, в конкретные состояния  $3,31$ ;  $3,84$  и  $4,68 \text{ МэВ } ^{90}\text{Zr}$  в целом невелик. Для  $I^\pi = 4^+$  в  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{92}\text{Mo}$  эта частично-дырочная конфигурация практически сконцентрирована в одном уровне каждого ядра, о чем говорилось выше. Наряду с доказанной малой концентрацией нейтронного возбуждения остова в состояниях  $3,84$  и  $3,31 \text{ МэВ } ^{90}\text{Zr}$  предполагается /12/ большое содержание протонного возбуждения остова типа  $(f_{5/2})^{-1}p_{1/2}$  или  $(p_{3/2})^{-1}p_{1/2}$ . Малое различие распределений  $d\sigma/d\Omega$  для протонных квазичастичных уровней и состояний возбуждения остова представляет собой экспериментальный факт. Особенно это различие несущественно для случая  $I^\pi = 2^+$ , когда вклад нейтронных частично-дырочных конфигураций в возбуждения остова мал.

Итак, вся совокупность результатов свидетельствует о сильном влиянии возбуждения нейтронов (в первую очередь, конечно, валентных) на характер  $d\sigma/d\Omega$  при рассматриваемых энергиях налетающих протонов  $20 \text{ МэВ}$ . В то же время наблюдается относительно слабое влияние валентных протонов на формирование угловых распределений  $d\sigma/d\Omega$ .

Конечно, само по себе сравнительно близкое энергетическое расположение квазичастичных нейтронных уровней к основным состояниям ядер может накладывать некоторый отпечаток на  $d\sigma/d\Omega$  из-за связи с упругим рассеянием. Однако наблюдаемые в случае  $2^+_{1,2} \text{ } ^{92}\text{Zr}$  -  $^{90}\text{Zr}$  определяющие отличительные особенности  $d\sigma/d\Omega$  квазичастичных нейтронных и протонных состояний (крутизна спада и характер осцил-

ляций в области средних и больших углов  $\theta$ ) сохраняются и в случае  $2^+_I$  пары ядер  $^{58}_{Ni} - ^{54}_{Fe}$  (рис.3). Хорошо известно, что уровень  $2^+_I$   $^{58}_{Ni}$  определяется возбуждением пары валентных нейтронов, а состояние  $2^+_I$   $^{54}_{Fe}$  - пары валентных протонов [15]. Энергии же возбуждения уровней  $2^+_I$   $^{58}_{Ni}$  и  $^{54}_{Fe}$  относительно их основных состояний практически одинаковы.

Основные наблюдаемые особенности  $d\sigma/d\Omega$  и  $A(\theta)$  для уровней  $2^+$  и  $4^+$  ядер в области  $N \sim 50$  и  $Z \sim 28$  могут быть объяснены, в частности, в рамках следующего полумикроскопического предположения. Можно считать, что при рассматриваемых значениях  $E_p$  центральное взаимодействие меньше в (p-p) - столкновениях, чем в столкновениях (p-n). Тогда, если принять за основу коллективное возбуждение остова, в случаях зависимостей  $d\sigma/d\Omega$ , определяемых в первую очередь центральными силами, важное влияние может оказать дополнительное возбуждение валентных нейтронов, проявляющееся во взаимодействиях (p-n). Возбуждение же валентных протонов будет оказывать на  $d\sigma/d\Omega$  влияние значительно слабее из-за более слабого центрального (p-p) - взаимодействия. В этом случае  $d\sigma/d\Omega$  для состояний коллективного возбуждения остова и уровней с влиянием возбуждения валентных протонов (здесь одна и та же основа - коллективное возбуждение остова) будут различаться сравнительно мало. И наоборот, должны резко выделиться состояния с включением перестройки валентных нейтронов, осуществляемой в процессе (p,p'). Приблизительно то же самое должно достигаться и в расчетах  $d\sigma/d\Omega$ , основанных на коллективном (вибрационном) возбуждении. Для уровней с относительно слабым влиянием валентных протонов может быть более реалистичное описание  $d\sigma/d\Omega$ , чем для состояний с нейтронными конфигурациями.

Действительно, качественно согласующаяся с таким представлением картина и наблюдается для зависимостей  $d\sigma/d\Omega$ , полученных в эксперименте и в расчетах (рис.2 и 3). Так, например, эксперименталь-

Рис.3. Описание в рамках метода связанных каналов угловых распределений  $d\sigma/d\Omega$  коллективизированных состояний с существенной ролью двухпротонных ( $^{90}_{Zr}$ ) и двухнейтронных ( $^{92}_{Zr}$ ) конфигураций в ядрах области  $N=50$ . Аналогично описание и в случае ядер  $N, Z \sim 28$  для протонного возбуждения  $2^+_I$  ( $^{54}_{Fe}$ ) и нейтронного состояния  $2^+_I$  ( $^{58}_{Ni}$ ). Параметры оптических потенциалов для расчетов по вибрационной модели (пунктир -  $\lambda=1$ , штрих -  $\lambda=2+3$ ) приведены в таблице. Рассмотрены экспериментальные данные для  $^{58,64}_{Ni}$  [17] и  $^{54}_{Fe}$  [47] при  $E_p=18,6$  и  $^{90,92}_{Zr}$  [17] при  $E_p=20$  МэВ. Показаны экспериментальные различия  $d\sigma/d\Omega$  для случая  $2^+_I$   $^{54}_{Fe}$  и  $2^+_I$   $^{58,64}_{Ni}$ .

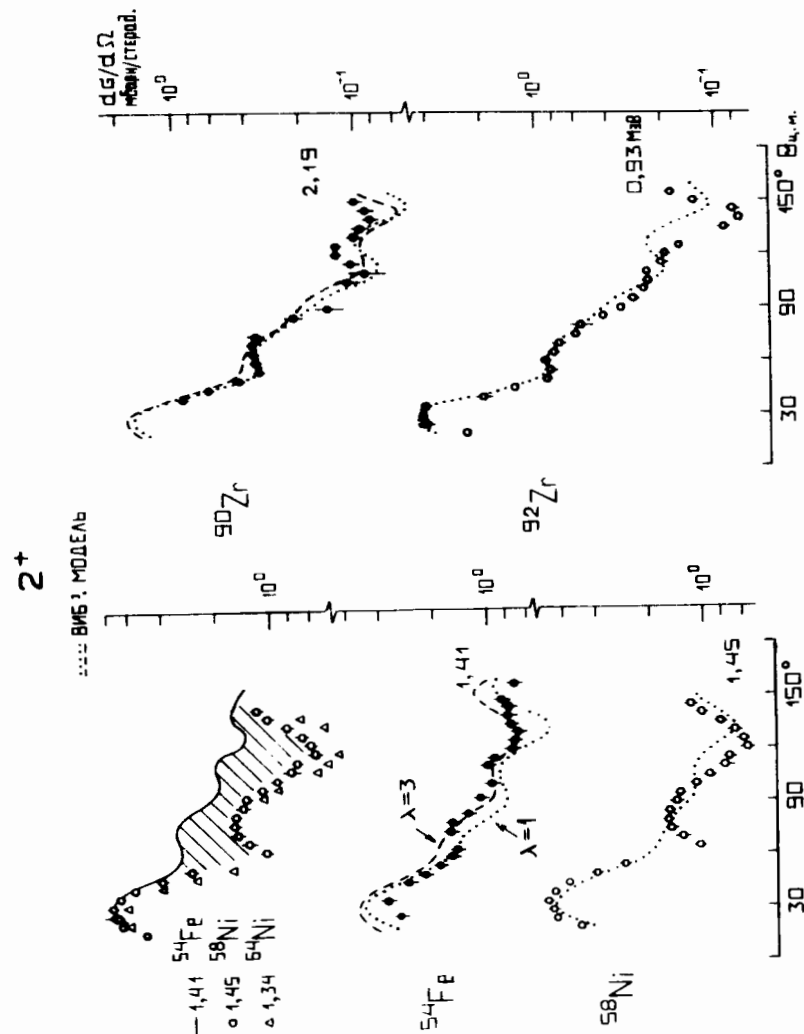


Рис.3

ные угловые распределения  $d\sigma/d\Omega$  для коллективизированных уровней  $2_1^+$  с важной ролью валентных нейтронов -  $0,93$   $^{92}\text{Zr}$ ,  $0,92$   $^{94}\text{Zr}$  (рис.2) и  $1,45$   $^{58}\text{Ni}$ ,  $1,34$  МэВ  $^{64}\text{Ni}$  (рис.3) наиболее сильно отличаются по целому ряду признаков от других распределений  $d\sigma/d\Omega$  в тех же или близких ядрах для состояний  $2^+$ , характеризующихся коллективным и протонным возбуждением (рис.2 и 3).

Расчеты  $d\sigma/d\Omega$  по МСК для коллективизированных уровней  $2_1^+$  проводились нами в рамках коллективной (вибрационной) модели (рис.3). Некоторые особенности  $d\sigma/d\Omega$  разных по природе состояний  $2_1^+$ , по-видимому, параметризуются при помощи различных значений характеристик оптического потенциала (таблица). Так, например, возможно, что большая крутизна спада  $d\sigma/d\Omega$  нейтронных коллективных уровней  $2_1^+$  отражается в расчетах большей глубиной минимума поверхностного потенциала -  $w_D$ . Однако, несмотря на вариации параметров потенциала, по характеру осцилляций расчетные распределения  $d\sigma/d\Omega$  (рис.3, пунктир) сами по себе мало различаются между состояниями  $2_1^+$   $^{54}\text{Fe}$  и  $^{58}\text{Ni}$ , так же, как и между уровнями  $2_1^+$   $^{90}\text{Zr}$  и  $^{92}\text{Zr}$ . Но при этом расчетные распределения  $d\sigma/d\Omega$  в области средних и больших углов  $\theta$  лучше соответствуют по фазе экспериментальным зависимостям в случае протонных возбуждений ( $2_1^+$   $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ), чем нейтронных ( $2_1^+$   $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{92}\text{Zr}$ ). Вероятнее всего, что за эти расхождения ответственно неучтенное в коллективной модели сильное центральное (p-n) - взаимодействие в случае возбуждения валентных нейтронов, тогда как роль центрального (p-p) - взаимодействия (протонные конфигурации) относительно слабее.

Угловые зависимости анализирующей способности  $A(\theta)$  особенно чувствительны к протонным и нейтронным возбуждениям, причем в первую очередь для состояний  $4^+$ , где меньше, чем для уровней  $2^+$ , роль поляризации остова  $^{1-3/}$ . Среди экспериментальных различий  $A(\theta)$  для состояний  $4^+$  можно для определенности выделить преобладание по алгебраической величине значений  $A(\theta)$  в области малых и средних углов  $\theta$  в случае протонных возбуждений по сравнению с нейтронными:  $4^+$ ;  $3,08$   $^{90}\text{Zr}$  и  $1,50$   $^{92}\text{Zr}$  или  $4^+$ ;  $3,62$  и  $2,46$  МэВ  $^{58}\text{Ni}$  (рис.16). Конфигурации  $(\pi g 9/2)^2$  и  $(\nu d 5/2)^2$ , соответственно, для уровней  $3,08$   $^{90}\text{Zr}$  и  $1,50$  МэВ  $^{92}\text{Zr}$  хорошо известны  $^{9,15,16/}$ . Не вызывает сомнения квазичастичное нейтронное и частично-дырочное протонное возбуждения соответственно для состояний  $2,46$  и  $3,62$  МэВ  $^{58}\text{Ni}$   $^{17/}$ . Если в рамках вибрационной модели удается в целом отразить малые значения  $A(\theta)$  в указанной области  $\theta$ , характерные для нейтронных возбуждений (рис.16, пунктир), то, чтобы в какой-то степени приблизиться к большим величинам  $A(\theta)$ , свойственным для протонных возбуждений  $4^+$ , необходимо ввести большой параметр  $\lambda \approx 3$  (штрих). Введенное

$\lambda = \beta_4^{s_0} / \beta_4^c$ , где  $\beta_4^c$  - параметр центральной гексадекапольной деформации, а  $\beta_4^{s_0}$  - параметр соответствующей спин-орбитальной деформации. Использование  $\lambda$  является, скорее всего, параметризацией неучтенного в коллективной модели дополнительного нуклон-нуклонного взаимодействия, появляющегося в случае прямого возбуждения валентных нуклонов налетающими протонами. В противоположность центральному взаимодействию при настоящих величинах  $E_p$  спин-орбитальное взаимодействие предполагается значительно сильнее в (p-p)-столкновениях, чем в (p-n). Тогда становится ясно, почему большое значение  $\lambda$  необходимо ввести для достижения больших величин  $A(\theta)$  именно для состояний  $4^+$  с протонными возбуждениями. Разумеется, спин-орбитальные силы важны и для описания  $d\sigma/d\Omega$ , особенно, как хорошо известно, в области больших углов. Подкорректированное при помощи введения  $\lambda$  спин-орбитальное взаимодействие для протонных возбуждений несколько улучшает и описание  $d\sigma/d\Omega$  (рис.3, штрих).

Конечно, наиболее строго вибрационная модель может быть применена в случае расчетов для октупольных вибрационных состояний  $3_1^-$ , хорошо известных в  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{92}\text{Mo}$  (рис.1а) или  $^{32,34}\text{S}$  (рис.4). Здесь описание как  $A(\theta)$ , так и  $d\sigma/d\Omega$  достигается одновременно без каких-либо дополнительных предположений. Неплохо описываются без дополнительной параметризации и достаточно коллективные уровни  $5_1^-$  в  $^{40}\text{Ca}$  (как, разумеется, и октупольное состояние  $3_1^-$  в том же ядре)  $^{24/}$  и  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$  (рис.1а), хотя здесь уже имеется некоторое отклонение от эксперимента, как впрочем и известен заметный вклад квазичастичных возбуждений, например, в  $5_1^-$   $^{90}\text{Zr}$   $^{24,25/}$ . Характер  $A(\theta)$  (рис.4), как и  $d\sigma/d\Omega$  (на рис.опущено), для достаточно коллективизированного уровня  $3_1^-$   $^{16}\text{O}$  также в общих чертах может быть отражен вибрационной моделью.

Как мы показывали в  $^{1,3/}$ , для ряда близких по атомному номеру А ядер имеет место определенная корреляция между характером  $A(\theta)$  (а иногда и  $d\sigma/d\Omega$ ) и энергией возбуждения уровнем  $E^*$ . Такая корреляция может быть связана с ядерной структурой, т.к. состояния определенной структуры, хотя и не всегда строго локализованы по энергии, часто все-таки находятся в близких по А ядрах в каком-то определенном интервале  $\Delta E^*$ . Некоторым примером этого может служить картина вариации  $A(\theta)$  для ряда легких ядер (рис.4). Так, в случае  $^{24}\text{Mg}$  -  $^{32,34}\text{S}$  (справа) видно, как один тип угловой зависимости  $A(\theta)$  при  $1^\pi = 3^-$  и  $1^\pi = 2^+$  трансформируется в другой тип при тех же  $1^\pi$  ( $3^-$  и  $2^+$ ) по мере увеличения  $E^*$ . Расчет показывает, что один из этих типов (нижележащие уровни) при  $1^\pi = 3^-$  и  $2^+$  в целом соответствует описанию с фактором вибрационной модели для ядра  $^{32}\text{S}$ . Выше лежащие состо-

яния  $3^-$  и  $2^+$  в  $^{24}\text{Mg}$  по характеру  $A(\theta)$  практически совпадают с уровнями известной частично-дырочной структуры  $^{16}\text{O}$  (или  $^{18}\text{O}$ ). Что касается низколежащего уровня  $2^+_1$ ; 1,98 МэВ  $^{18}\text{O}$  (на рис.4 не показан), то он и по своей природе, и по характеру  $A(\theta)$  родственен, например, низколежащему состоянию  $2^+_1$   $^{24}\text{Mg}$  (или  $^{20}\text{Ne}$ ). Такие уровни и по значениям  $E^*$ , и по характеру  $A(\theta)$  отсутствуют в дважды магическом ядре  $^{16}\text{O}$ .

Зависимости  $A(\theta)$  для состояний  $3^-$  и  $2^+$   $^{16}\text{O}$  удается в целом описать (рис.4) по вибрационной модели с параметрами оптического потенциала, получаемого из подгонки упругого рассеяния на  $^{16}\text{O}$ . Однако при расчете аналогичных  $A(\theta)$  состояний  $3^-$ ,  $2^+$   $^{24}\text{Mg}$  для таких же  $E^*$  этого достичь невозможно с параметрами потенциала, соответствующего упругому рассеянию протонов на ядре  $^{24}\text{Mg}$ . С последними параметрами для  $^{24}\text{Mg}$  можно описать только низколежащие уровни, как, например,  $2^+_1$ ; 1,37 МэВ того же ядра, обусловленные возбуждением внешней ( $s-d$ )-оболочки. Выше лежащие состояния с теми же  $I^\pi$  в тех же или соседних ядрах базируются на возбуждении глубоких внутренних оболочек. Так в ядре  $^{24}\text{Mg}$  состояние  $2^+_1$  коллективизировано и обусловлено перестройкой валентных нуклонов ( $s-d$ )-оболочки, в то время как достаточно высоко лежащий уровень  $3^-$ ; 8,36 МэВ построен на возбуждении глубокой оболочки  $1p$ , как и в ядре  $^{16}\text{O}$ . В этом и следует искать причину сходства  $A(\theta)$  для уровней  $3^-$   $^{24}\text{Mg}$  и  $^{16}\text{O}$  (рис.4): по существу это состояние одного и того же ядра  $^{16}\text{O}$ -остова. Контрастнее по  $A(\theta)$  уровни  $3^-$   $^{32}\text{S}$ ,  $^{34}\text{S}$  относятся к другому, гораздо большему по размерам остову.

В заключение авторы выражают свою глубокую благодарность Ч.Гласхаузеру, Р де Свинярски, Б.Майеру, Ж.Тирьону за участие в проведении экспериментов. Авторы также чрезвычайно признательны В.Жилле, Ж.Содиносу и В.И.Остроумову за интерес к настоящей работе и Ж.Рейналу за предоставление программы ECIS.

Рис.4. Корреляция между характером  $A(\theta)$  и энергиями возбуждений  $E^*$  состояний, проявляющаяся как в случае  $I^\pi = 3^-$ , так и  $I^\pi = 2^+$  для легких ядер. Показано возможное резкое изменение по характеру осцилляций зависимостей  $A(\theta)$  одновременно для уровней  $3^-$  и  $2^+$  при переходе от низких значений  $E^*$  к более высоким. Штриховые и пунктирные кривые - расчеты по МСК с использованием вибрационной модели, параметры оптических потенциалов для которых приведены в таблице. Для сравнения  $A(\theta)$  использованы экспериментальные результаты для уровней 6,13/4,23/ и 9,85/19/  $^{16}\text{O}$ ; 5,25  $^{18}\text{O}/^{20}\text{O}$ ; 1,37/4,22/ 8,36/22/ и 9,00 (дополненные в наст. раб. данные /7/)  $^{24}\text{Mg}$ ; 4,29/21/ и 5,01/3/  $^{32}\text{S}$  и 4,69 МэВ  $^{34}\text{S}$ .

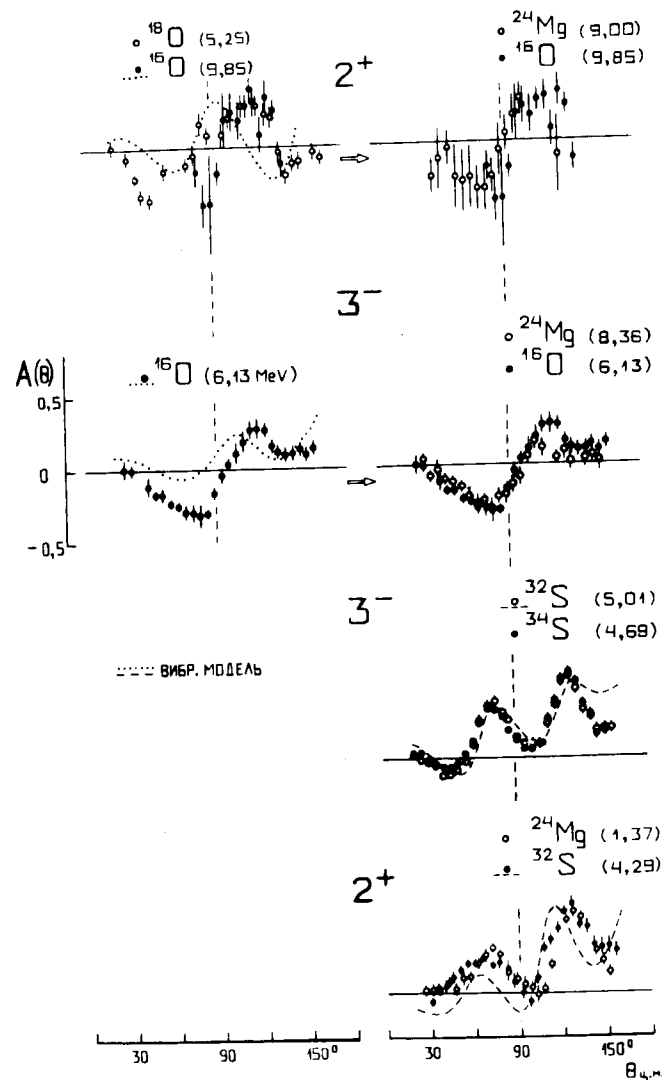


Рис.4



Таблица

Параметры оптических потенциалов, использованные при расчетах по МСК рассеяния поляризованных протонов

ядро	связь каналов	$E^*$ МэВ	$\ell$	V МэВ	$r_V$ ФМ	$a_V$ ФМ	$W_D$ МэВ	$r_W$ ФМ	$a_W$ ФМ	$V_{SO}$ МэВ	$r_{SO}$ ФМ	$a_{SO}$ ФМ	$r_C$ ФМ	$\rho_C$	$\lambda$
$^{16}O$	$0^+-2^+-3^-$	6,13	3	62,4	1,06	0,65	5,56	1,21	0,47	5,77	0,85	0,50	1,25	0,68	1
		9,85	2											0,27	1
$^{32}S$	$0^+-2^+-3^-$	5,01	3	49,50	1,13	0,69	5,79	1,14	0,87	5,61	1,00	0,47	1,25	0,29	1
		4,29	2	49,68	1,08	0,72	5,23	1,40	0,70	5,56	0,87	0,68	1,25	0,14	1
$^{54}Fe$	$0^+-2^+$	1,41	2	55,70	1,15	0,78	9,09	1,35	0,53	6,33	1,03	0,65	1,0	0,15	и 3
$^{58}Ni$	$0^+-2^+-4^+$	1,45	2	57,08	1,14	0,77	10,53	1,27	0,49	5,71	0,98	0,42	1,25	0,19	1
		2,46	4											0,11	1
$^{90}Zr$	$0^+-2^+-4^+$	2,19	2	48,0	1,24	0,67	8,05	1,19	0,75	5,75	1,11	0,52	1,25	0,07	1;2;4
		3,08	4											0,04	1;2;7
$^{92}Zr$	$0^+-2^+-5^-$	2,75	3	47,97	1,24	0,65	8,13	1,19	0,77	6,01	1,11	0,57	1,25	0,15	1
		2,32	5											0,07	1
$^{92}Zr$	$0^+-2^+-4^+$	0,93	2		1,24		10,41	1,29	0,64	6,20	1,17	0,53	1,25	0,12	1
		1,50	4	46,99										0,07	1

## ЛИТЕРАТУРА

- Плавко А.В. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т.41, с.1301;  
Плавко А.В., Кудряшов В.И., Ломбар Р.М. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.677; Плавко А.В. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т.45, с.735.
- Plavko A.V., Escudie J.-L., Kudryashov V.I., Lombard R.M.  
XV Советание по ядерной спектроскопии и теории ядра, Дубна, ОИЯИ, Д6-11574, 1978, с.91;  
Plavko A.V. et al. Бюллетень Центра данных ЛИЯФ, вып.7, Л., 1979, с.11 и 21.
- Плавко А.В. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1972, т.36, с.625;  
Плавко А.В. и др. Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат., 1980, №4, с.1.
- Glashausser C. et al. Phys. Rev., 1969, v.184, p.1217; Blair A.J. et al. Ibid., 1970, v.C1, p.444; Glashausser C. et al. Ibid., 1967, v.164, p.1437.
- Плавко А.В. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т.41, с.1293;  
Ломбар Р.М., Плавко А.В., Кудряшов В.И. Труды межд. конф. по избранным вопросам структуры ядра, т.1 (краткие сообщения), ОИЯИ, Д-8802, Дубна, 1976, с.87.
- Plavko A.V., Escudie J.-L., Kudryashov V.I., Lombard R.M., Thirion J. Preprint LNPI No.445, Leningrad, 1978; Плавко А.В. и др. В кн.: Бухарская школа по ядерной физике, Ташкент, "Узбекистан", 1981, с.309.
- Плавко А.В., Кудряшов В.И., Ломбар Р.М., Эскудые Ж.-Л. Препринты ЛИЯФ № 424 и 425, Л., 1978.
- Бактыбаев К.Б., Абельдина Ж.К. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1978, т.42, с.116; Бактыбаев К.Б., Абельдина Ж.К. Сб.: "Проблемы ядерной физики и космических лучей", "Вища школа", Харьков, 1978, вып.8, с.46; Абельдина Ж.К., Бактыбаев К.Б., Плавко А.В. Тезисы докладов XXX Советания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., "Наука", 1980, с.323.
- Love W.G., Satchler G.R. Nucl. Phys., 1967, v.A101, p.424; Dickens J.K., Eichler E., Satchler G.R. Phys. Rev., 1968, v.168, p.1355; Kennedy D.L., Bolotin H.H. Nucl. Phys., 1978, v.A308, p.14.
- Federman P., Pittel S. Phys. Rev., 1979, v.C20, p.820; Talmi I. In "Proc. Inter. School", Course LXIX, Bologna, Italy, 1977, p.352; Auerbach N., Talmi I. Nucl. Phys., 1965, v.64, p.458.

11. Bellicard J. et al. *Compte rendu d'activité du Depart. de Phys. Nucl.*, Note CEA-n°-1232, Saclay, 1968-69, p. 176.
12. Gray W.S., Kenefick R.A., Kraushaar J.J., Satchler G.R. *Phys. Rev.*, 1966, v. 142, p. 735.
13. Stautberg M.M., Kraushaar J.J. *Phys. Rev.*, 1966, v. 151, p. 969.
14. Ipson S.S., McLean K.C., Booth W., Haigh J.G.B. *Nucl. Phys.*, 1975, v. A253, p. 189.
15. Gillet V., Giraud B., Rho M. *Jour. de Phys.*, 1976, v. 37, p. 189; Sheline R.K. *Physika*, 1957, v. 23, p. 923; Rayman B.F. et al. *Phys. Rev.*, 1959, v. 115, p. 1627; Petrovich F. et al. *Ibid.*, 1977, v. C16, p. 839.
16. Ball J.B., Auble R.L., Roos P.G. *Phys. Rev.*, 1971, v. C4, p. 196; Larsen J.S. et al. *Ibid.*, 1973, v. C7, p. 751.
17. Moalem A., Moinester M.A., Alster J. *Nucl. Phys.*, 1972, v. A196, p. 605.
18. Martin H.J. et al. *Phys. Rev.*, 1962, v. 125, p. 942; Borello-Levin T. et al. *Ibid.*, 1979, v. C20, p. 2101.
19. Плавко А.В. и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1976, т. 40, с. 828.
20. Escudie J.-L. et al. *Compte rendu d'activité du Depart. de Phys. Nucl.*, Note CEA-N-1600, Saclay, 1971-72, p. 87.
21. Escudie J.-L. et al. *Ibid.*, Note CEA-N-1600, Saclay, 1971-72, p. 85.
22. Плавко А.В. и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1977, т. 41, с. 190.
23. Госсе Ж. и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1973, т. 37, с. 1721.
24. Плавко А.В. и др. *Тезисы докладов XXXIII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра*, Л., "Наука", 1983, с. 434.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 ноября 1983 года.

Плавко А.В. и др.

P6-83-794

Проявление структуры ряда средних и легких ядер  
в неупругом рассеянии поляризованных протонов с энергией 20 МэВ

Показано, что при неупругом рассеянии поляризованных протонов с энергией около 20 МэВ угловые зависимости анализирующей способности  $\Lambda(\theta)$ , а также в некоторых случаях - и угловые распределения дифференциальных сечений, оказываются чувствительными к ядерной структуре. При анализе зависимостей  $\Lambda(\theta)$  по методу связанных каналов с использованием вибрационной модели ядерная структура возбуждаемых состояний параметризуется при помощи коэффициента  $\lambda = \beta^{s.o.}/\beta^c$ , где  $\beta^{s.o.}$  и  $\beta^c$  - параметры деформации спин-орбитального и центрального потенциалов соответственно. Так, для коллективных состояний с  $I^\pi = 3^- / {}^{90}\text{Zr}$ ,  ${}^{92}\text{Mo}$  и  ${}^{32,34}\text{S}$  / полагается  $\lambda = 1$ . В случае  $I^\pi = 4^+$  для уровней с определяющей ролью нейтронных возбуждений /2,46 МэВ  ${}^{56}\text{Ni}$  и 1,50 МэВ  ${}^{92}\text{Zr}$  / также принимается  $\lambda = 1$ , однако для протонных состояний /3,63 МэВ  ${}^{56}\text{Ni}$  и 3,08 МэВ  ${}^{90}\text{Zr}$  / необходимо вводить  $\lambda = 3$ .

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Plavko A.V. et al.

P6-83-794

Manifestation of Structure of Some Mean and Light Nuclei  
in Inelastic Scattering of 20 MeV Polarized Protons

It is shown that in inelastic scattering of polarized protons with an energy of about 20 MeV the angular dependence of analyzing power  $\Lambda(\theta)$ , and in some cases angular distributions of differential cross sections turned out to be sensitive to nuclear structure. When studying  $\Lambda(\theta)$  by the coupled channel method using the vibrational model, nuclear structure of excited states is parametrized by a coefficient  $\lambda = \beta^{s.o.}/\beta^c$ , where  $\beta^{s.o.}$  and  $\beta^c$  are deformation parameters of the spin-orbit and central potentials, respectively. Thus,  $\lambda = 1$  is supposed for collective states with  $I^\pi = 3^- / {}^{90}\text{Zr}$ ,  ${}^{92}\text{Mo}$  and  ${}^{32,34}\text{S}$  /. In the case of  $I^\pi = 4^+$   $\lambda = 1$  is also supposed for the levels with a dominant role of neutron excitations /2.46 MeV  ${}^{56}\text{Ni}$  and 1.50 MeV  ${}^{92}\text{Zr}$  /, however for proton states /3.62 MeV  ${}^{56}\text{Ni}$  and 3.08 MeV  ${}^{90}\text{Zr}$  /  $\lambda = 3$  should be introduced.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С. Виноградовой