

27/11-84



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1162/84

6-83-804

А.В.Плавко¹, В.И.Кудряшов², И.Н.Кухтина

АНАЛИЗ ПО МЕТОДУ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ
НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ 20 + 25 МэВ
НА РЯДЕ СРЕДНИХ И ЛЕГКИХ ЯДЕР

¹ Ленинградский политехнический институт

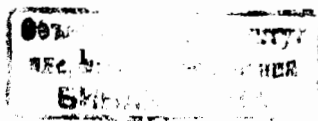
² Ленинградский государственный университет

1983

В продолжение работ^{/1-5/} в настоящем исследовании мы показываем чувствительность угловых зависимостей анализирующей способности $A(\theta)$ и $d\sigma/d\Omega$ к природе ядерных состояний, возбуждаемых в неупругом рассеянии поляризованных протонов. Для объяснения настоящих явлений мы исходим из предположения о различии (p-p)- и (p-n) - силы в центральном и спин-орбитальном взаимодействиях при протон-ядерном столкновении. Эти силы по-разному проявляются в случае возбуждения валентных протонов или нейтронов налетающими протонами. Такие эффекты должны играть важную роль наряду с коллективными возбуждениями остова ядра.

В экспериментальном плане настоящее исследование является продолжением работ^{/6-7/}. Использовался циклотрон Центра ядерных исследований в Сакле. Поляризация пучка ускоренных протонов составляла в среднем 80%, а энергия протонов - около 20 МэВ.

Рассмотрим ядро ^{40}Ca . В этом дважды магическом ядре члены хорошо известного частично-дырочного мультиплета $(Id_{3/2})^{-1}If_{7/2}$ - уровни $3I^-$ и $5I^-$ очень сильно коллективизированы, так что дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ неупругого рассеяния протонов с возбуждением этих состояний при $E_p=25-40$ МэВ хорошо описываются^{/8/} при помощи коллективной модели в рамках метода искаженных волн (МИВ) с параметрами оптического потенциала, близкими к приведенным в таблице (параметры ν). Кроме того, коллективизированные уровни $3I^-$ и $5I^-$ ^{40}Ca хорошо известны как вибрационные, поэтому для описания неупругого рассеяния протонов с энергией $E_p \approx 25$ МэВ нами была использована вибрационная модель в рамках метода связанных каналов (МСК) с учетом связи наиболее сильно возбуждающихся в этом процессе состояний: $0^+(\text{осн.})-3I^- - 5I^-$. Вначале параметры оптического потенциала специально были сохранены практически теми же, что и при описании по МИВ (таблица, набор параметров ν). Описание угловых распределений $d\sigma/d\Omega$, ограниченных в ^{/8/} диапазоном углов $\theta = 100^\circ$, было распространено на



область больших значений θ . Как видно из рис.1, совпадение экспериментальных результатов $d\sigma/d\Omega$ с расчетами по МСК (штрих) достаточно хорошее. При этом без вариации параметров оптических потенциалов в рамках МСК с использованием программы ЕС12 нами получено вполне удовлетворительное описание (рис.1, штрих) угловых зависимостей анализирующей способности $A(\theta)$ для тех же состояний. Дальнейшая некоторая вариация параметров (таблица) несколько улучшает описание $A(\theta)$ (пунктир) и практически ничего не меняет в случае $d\sigma/d\Omega$, где этот расчет опущен. Аналогичное соответствие подобных расчетов и экспериментов достигается и при $E_p=20$ МэВ, как показано на рис.2 в случае октупольного вибрационного уровня $3\bar{1}^-$ ^{40}Ca . Для сравнения отметим, что с такими параметрами совершенно не может быть получено соответствие между экспериментом и расчетом с применением вибрационной модели по МСК как для слабо коллективизированного уровня $3\bar{2}^-$ ^{40}Ca (рис. 1,2), так и неколлективного состояния $1\bar{1}^-$ ^{40}Ca (последний результат на рис. не показан). Уровни $3\bar{1}^-$ и $3\bar{2}^-$ ^{40}Ca различаются не только степенью коллективизации, но и частично-дырочной структурой: для $3\bar{1}^-$ известен переход $(1d_{3/2})^{-1}1f_{7/2}$, а для $3\bar{2}^-$ - переход типа $(1d_{3/2})^{-1}2p_{3/2}$, а также разный вклад возбуждения $(3p-3h)$ в состояния $3\bar{1}^-$ и $3\bar{2}^-$ ^{40}Ca . Возможны для этих двух уровней 3^- ^{40}Ca и другие различия. В то же время для сильно коллективизированных однотипных переходов $(1d_{3/2})^{-1}1f_{7/2}$ в случаях $3\bar{1}^-$ ^{40}Ca и ^{34}S наблюдаются

Рис.1. Описание зависимостей $A(\theta)$ и $d\sigma/d\Omega$ в случае связи 0^+ (осн. сост.)- $3\bar{1}^-$ - $5\bar{1}^-$ ^{40}Ca по МСК (вибрационная модель) и невозможность подобного описания с теми же параметрами $A(\theta)$ для уровня $3\bar{2}^-$; 6,28 МэВ ^{40}Ca . Демонстрируется практическая идентичность экспериментальных результатов $A(\theta)$ для случаев возбуждения состояний $3\bar{1}^-$ ^{40}Ca и ^{34}S ; эти возбуждения обусловлены октупольной вибрацией и переходом $(1d_{3/2})^{-1}1f_{7/2}$. Приведены экспериментальные результаты при $E_p=24,9$ МэВ - светлые точки $^{8/}$ и 24,5 МэВ - темные точки $^{9/}$, усредненные данные при $E_p=20/^{10/}$ и 24,5 МэВ $^{9/}$ - темные треугольники для ^{40}Ca , а при $E_p=24,5$ МэВ для ^{34}S - светлые треугольники $^{11/}$.

В расчетах $d\sigma/d\Omega$ и $A(\theta)$ для ^{40}Ca использованы два набора потенциалов (таблица): У (штрих) и У1 (пунктир). Расчетные значения $d\sigma/d\Omega$ для обоих наборов потенциалов различаются незначительно, и в случае 0^+ - $3\bar{1}^-$ - $5\bar{1}^-$ расчеты $d\sigma/d\Omega$ с набором потенциалов У1 опущены.

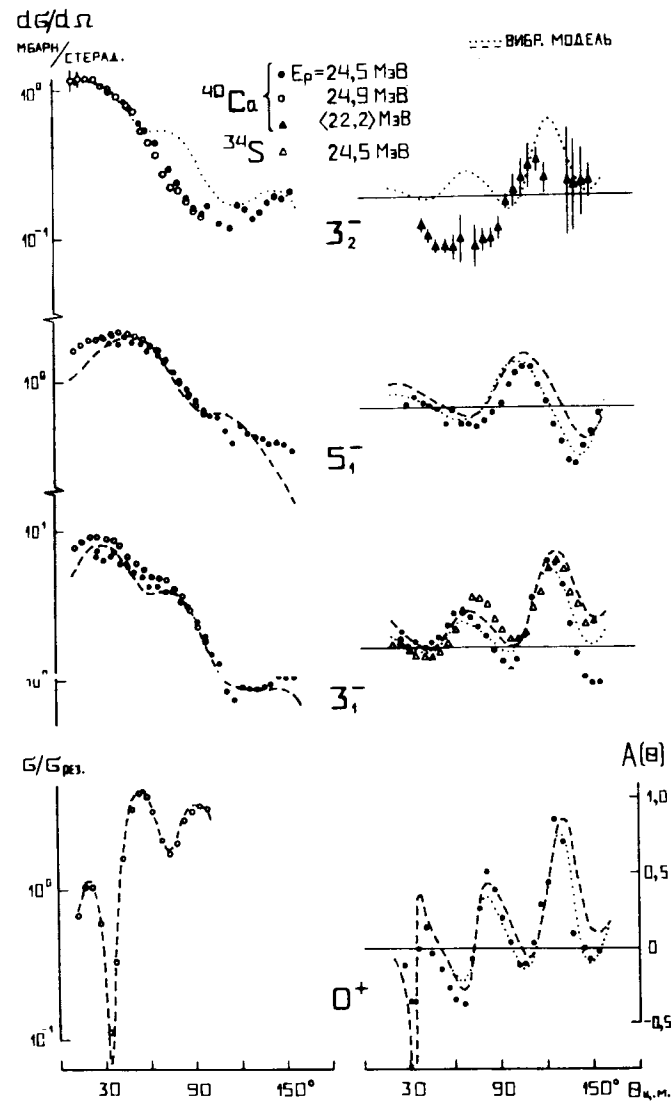


Рис.1

практически одинаковые зависимости $A(\theta)$, легко описываемые по виб-
рационной модели. Действительно, все эти уровни 3_1^- ^{40}Ca , $^{32,34}\text{S}$ хо-
рошо известны как октупольные вибрации. Приведенное выше успешное
описание $A(\theta)$ и $d\sigma/d\Omega$ по виб-рационной модели для состояний 3_1^- и
 5_1^- ^{40}Ca аналогично тому, которое достигается в том же методе связан-
ных каналов для наиболее коллективизированных октупольных состояний
 3_1^- $^{32,34}\text{S}$ [11]. Такие значительно возбуждающиеся в процессе (p,p')
сильно коллективизированные октупольные уровни 3_1^- встречаются и
в области ядер с $N \sim 50$ ($^{90,92}\text{Zr}$, ^{92}Mo и др.). И точно так же виб-
рационная модель позволяет успешно описать зависимости $A(\theta)$ и $d\sigma/d\Omega$
для таких состояний: например, 3_1^- ^{90}Zr (на рис. не показано).

Как нами отмечалось [15,16], наблюдаются определенные закономер-
ности в зависимостях $A(\theta)$ для уровней 3_1^- ряда легких ядер. Эти за-
кономерности сводятся к тому, что, как показано на рис.2а, имеет место
определенная корреляция между формой $A(\theta)$ и энергией возбуждения E^*
уровней 3_1^- . Действительно, на фоне сильного различия $A(\theta)$ для состоя-
ний 3_1^- ; 3_2^- и 3_3^- ; 6,58 МэВ в одном и том же ядре ^{40}Ca наблюдается
достаточное сходство $A(\theta)$ в случае возбуждения уровней 3_1^- в области
 $E^* = 6,58 + 6,88$ МэВ для ^{40}Ca , ^{28}Si , ^{26}Mg . Вместе с тем, в ядрах
 ^{28}Si и ^{26}Mg нет состояний, сходных с 3_1^- ^{40}Ca по энергии E^* и фор-
ме $A(\theta)$. В то же время в ^{34}S (рис.1) и ^{32}S [11] нижайшие уровни
 3_1^- по характеру $A(\theta)$ практически совпадают с 3_1^- ^{40}Ca .

Как указывалось выше, сходные по $A(\theta)$ состояния 3_1^- ^{40}Ca ; 3_1^- ^{34}S
и 3_2^- ^{32}S сильно коллективизированы и обладают ярко выраженным переходом
($\text{Id}_{3/2}$) $^{-1} \text{Id}_{7/2}$. Такие уровни 3_1^- (как, впрочем, и 5_1^-) обна-
руживаются в ряде четно-четных ядер второй половины оболочки (2s-1d)
[19]. В то же время уровни 3_1^- ; 6,58 и 3_2^- ; 6,28 МэВ ^{40}Ca гораздо менее

Рис.2. а) Корреляция между формой $A(\theta)$ и энергией возбуждения уров-
ней 3_1^- указанных легких ядер.

б) Сопоставление экспериментальных и расчетных (виб-рационная
модель) результатов $A(\theta)$ для различных состояний 3_1^- представленных
ядер. Показано хорошее описание $A(\theta)$ при $E_p = 20$ МэВ для сильно коллек-
тивизированного уровня 3_1^- ; 3,74 ^{40}Ca и невозможность такого описания
с теми же параметрами как в случае 3_3^- ; 6,58 МэВ, так и 3_2^- ; 6,28 МэВ
 ^{40}Ca . Пунктир - расчеты для ^{16}O и ^{40}Ca , штрих-пунктир - для ^{28}Si .

Сплошные кривые - эмпирические стандарты, используемые для срав-
нения разных зависимостей $A(\theta)$.

Показаны результаты при $E_p = 20$ МэВ: для ^{16}O - [7], дополнен-
ные в [10]; ^{24}Mg - [13]; В случае ^{40}Ca : 3,74 МэВ - данные [7]; 6,28
и 6,58 МэВ - [10-14]. Результаты для ^{26}Mg публикуются впервые.

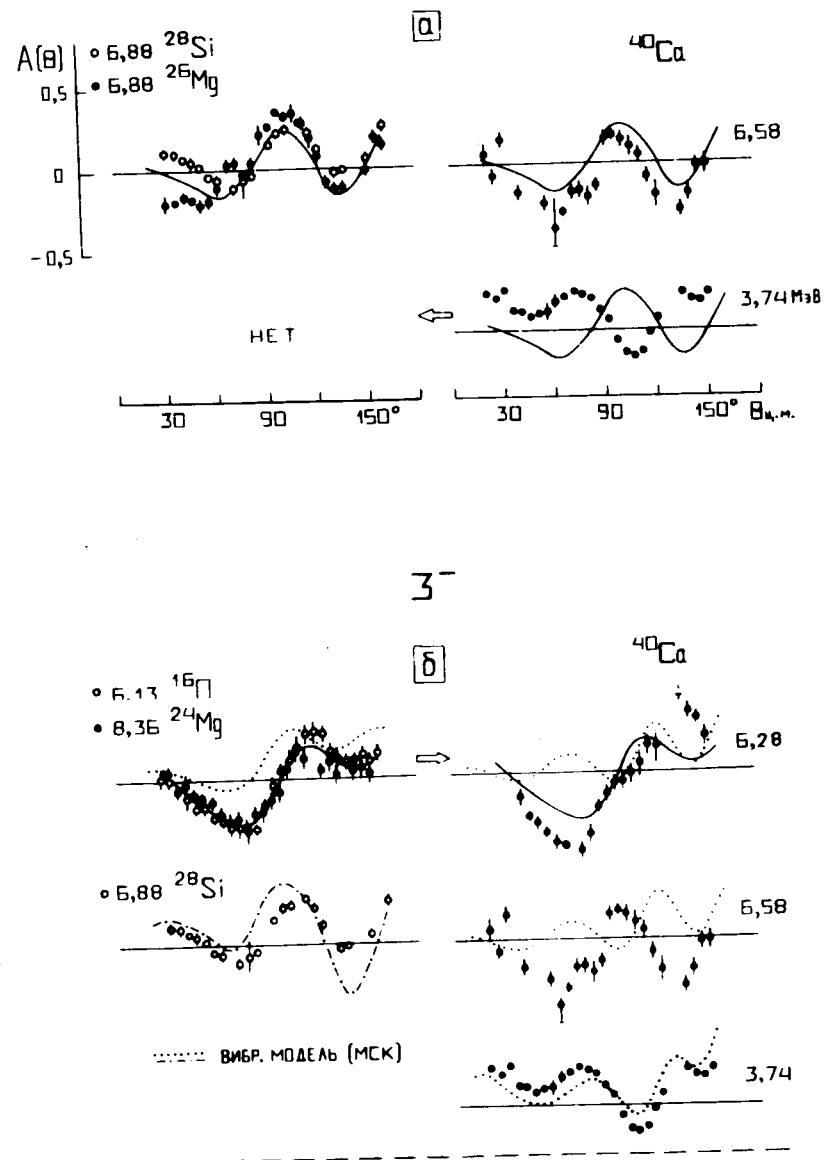


Рис.2

коллективизированы и обнаруживают фрагменты другой конфигурации: $(Id_{3/2})^{-1}2p_{3/2} / I7/$. Кроме того, как известно из многих исследований, по мере увеличения E^* для состояний 3^- увеличивается влияние структуры типа $(3p-3h)$.

Более того, из сходства $A(\theta)$ для уровней 3^- ; 6,58 ^{40}Ca , 6,88 ^{28}Si и 6,88 МэВ ^{26}Mg (рис.2а), а также из подобной общности $A(\theta)$ для состояний 3^- ; 6,28 ^{40}Ca , 8,36 ^{24}Mg и даже 6,13 МэВ ^{16}O (рис.2б) можно сделать некоторые дополнительные предположения. Существенную помощь при этом оказывают сильно контрастирующие по частоте осциллирующей зависимости $A(\theta)$ для 3^- ^{40}Ca , ^{34}S (рис.2 и I) и $^{32}\text{S} / II/$. Так, если с точки зрения частично-дырочной структуры состояний 3^- переход нуклонов осуществляется из высокой орбиты $Id_{3/2}$ в случае 3^- $^{40}\text{Ca} / I7/$ и $^{34}\text{S} / 18/$ или, по крайней мере, орбиты $2s_{1/2}$ в случае 3^- $^{32}\text{S} / 20/$, то для 3^- ядра с малым атомным весом ^{16}O , естественно, переход имеет место только из низких оболочек $1p_{1/2}$ и $1p_{3/2} / 21/$. Эти низкие оболочки $1p$ должны играть важную роль и для состояний 3^- $^{20}\text{Ne} / 22/$, $^{24}\text{Mg} / 23/$. В связи с этим встает вопрос, нельзя ли из сходства $A(\theta)$ для 3^- легких ядер ^{16}O , ^{24}Mg , с одной стороны, и для относительно высокого уровня 3^- ^{40}Ca , с другой, сделать вывод о существовании вклада в 3^- ^{40}Ca (рис.2б) возбуждения глубоких оболочек этого ядра. Подобное предположение напрашивается и для случая 3^- ^{26}Mg , ^{28}Si и 3^- ^{40}Ca (рис.2а). Разумеется, возбуждение предпологаемых глубоких частично-дырочных структур было недоступно в реакции типа $^{3}\text{H} (^3\text{He}, \alpha) ^{40}\text{Ca} / 17/$, но вполне было бы возможно в процессе (p, p') , если бы только компоненты такой структуры имелись в состояниях 3^- и 3^- ^{40}Ca . Принципиальная возможность переходов из внутренних оболочек в ^{40}Ca обусловлена не полностью заполненной оболочкой $(2s - 2d)$ в основном состоянии.

Как нами было показано ранее $/ II/$, вибративная модель в рамках метода связанных каналов может быть использована для хорошего описания зависимостей $A(\theta)$ и $d\sigma/d\Omega$ в случае возбуждения сильно коллективизированных уровней 2^+ таких ядер, как $^{32,34}\text{S}$. При этом для обеспечения соответствия расчетов экспериментальным значениям $A(\theta)$ не вводились какие-либо дополнительные параметры. Вибративная модель, успешно работающая в случае коллективного состояния 2^+ достаточно магического ядра ^{32}S (оболочка $d_{5/2} - s_{1/2}$ заполнена), может быть аналогичным образом распространена и на случаи 2^+ сильно магических ядер: ^{40}Ca и ^{16}O . Действительно, как хорошо известно из многочисленных работ, уровни 2^+ ^{16}O и ^{40}Ca характеризуются многочастично-многодырочной структурой типа $(4p-4h)$ с некоторой примесью конфигурации $(2p-2h)$. Вполне вероятно, что такие структуры

в процессе (p, p') могут проявляться в результате коллективного (вибративного) возбуждения остова. Действительно, как представлено на рис.3, угловые зависимости $A(\theta)$ для уровней 2^+ ^{16}O и ^{40}Ca хорошо описываются по вибративной модели без введения каких-либо дополнительных параметров. Аналогичного согласия расчетов и экспериментов можно ожидать и в случае 2^+ сильно магического ядра ^{48}Ca .

Итак, по МСК с одним набором параметров оптического потенциала (таблица) удается одновременно описать с использованием вибративной модели результаты $A(\theta)$ как для коллективного октупольного состояния 3^- (рис.2б), так и для уровня 2^+ (рис.3а) ядра ^{40}Ca в случае $E_p = 20$ МэВ. При тех же значениях E_p в другом дважды магическом ядре - ^{16}O для коллективизированных состояний 3^- (рис.2б) и 2^+ (рис.3а) также в целом удается воспроизвести основные черты $A(\theta)$. Аналогичное одновременное описание зависимостей $A(\theta)$ для сильно коллективизированных уровней 3^- и 2^+ с использованием вибративной модели (по МСК) достигается и в ядре $^{32}\text{S} / II/$, хорошо известном как почти дважды магическое ядро. В ядрах с замкнутой протонной оболочкой - $^{34}\text{S} / II/$, ^{58}Ni (рис.3а) также хорошо описывается $A(\theta)$ для состояний 2^+ . В то же время для ядра ^{54}Fe с замкнутой нейтронной оболочкой ($N = 28$) и незаполненной протонной зависимость $A(\theta)$ в случае 2^+ (рис.3а) можно описать только в результате введения большого дополнительного параметра $\lambda = 3$; $\lambda = \beta_2^{s_0} / \beta_2^c$ где $\beta_2^{s_0}$ - параметр деформации спин-орбитальной части оптического потенциала, а β_2^c - параметр деформации центральной части того же потенциала.

В таких более сложных ядрах, как, например, ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{28}Si , экспериментальные зависимости $A(\theta)$ для наиболее сильно коллективизированных уровней 2^+ удается воспроизвести в подобных расчетах только при использовании $\lambda = 2 / 2/$. Здесь нет внешних достаточно замкнутых протонных оболочек. Что касается состояний 3^- этих ядер, то попытка описать их зависимости $A(\theta)$, как в представленном случае 3^- ; 6,88 МэВ ^{28}Si (рис.2б), во-первых, ухудшает одновременное описание $A(\theta)$ для уровня 2^+ (последний результат не показан), а во-вторых, такая подгонка получена при "мало физических" значениях геометрических параметров (например, слишком большое абсолютное и относительное - по отношению к радиусу - значение диффузности Q спин-орбитального потенциала). Аналогичная ситуация и в случае $0^+ - 2^+ - 3^-$ ^{26}Mg (таблица). Экспериментальная зависимость $A(\theta)$ для 3^- ; 6,58 МэВ ^{40}Ca , практически идентичная с угловой зависимостью для 3^- ; 6,88 МэВ ^{28}Si и ^{26}Mg , совершенно не может быть воспроизведена (рис.2б) с потенциалами, требуемыми в случае $0^+ - 2^+ - 3^-$ ^{40}Ca . Подобная ситуация имеет место и для 3^- ; 6,28 МэВ ^{40}Ca (рис.2б). Такой контрастный результат $A(\theta)$ для

случая $3\bar{1} - 3\bar{2}$ ^{40}Ca при $E_p=20$ МэВ (рис.2) сохраняется и при больших значениях E_p (~ 25 МэВ) - рис.1.

Некоторые явления могут быть объяснены, в частности, в рамках различия сил взаимодействия налетающего протона с протонами и нейтронами ядра. Предполагается, что при рассматриваемых энергиях E_p спин-орбитальные силы особенно велики при (p-p)-взаимодействии, тогда как центральные силы, наоборот, значительно больше при (p-n)-взаимодействии, чем при взаимодействии (p-p). Таким образом, в процессе (\vec{p}, p') зависимости $A(\theta)$, вызванные в значительной степени спин-орбитальным взаимодействием, испытывают сильное влияние возможного протонного компонента, добавляемого к возбуждению остова. Угловые распределения $d\sigma/d\Omega$, определяемые в первую очередь центральными силами, наоборот, чувствительны к добавлению прямого взаимодействия налетающих протонов с валентными нейтронами.

В соответствии с этим предположением наблюдается близость экспериментальных распределений $d\sigma/d\Omega$ для состояний 2_1^+ в случае коллективного возбуждения остова (^{40}Ca) и такого же возбуждения остова с включением валентных протонов (^{54}Fe) как при $E_p \sim 20$, так и ~ 25 МэВ (рис.3б). В то же время наблюдается сильное отличие от ^{40}Ca и ^{54}Fe экспериментальных угловых распределений для коллекти-

Рис.3. а) Анализ зависимостей $A(\theta)$ и $d\sigma/d\Omega$ с использованием вибронной модели в рамках МСК (уровни 2_1^+). Простое описание $A(\theta)$ без дополнительных предположений для состояний с отсутствием возбуждения валентных протонов (^{16}O , ^{40}Ca , ^{58}Ni) и необходимость введения параметра $\lambda \approx 3$ для уровней с большой ролью таких возбуждений (^{54}Fe). Более удовлетворительное согласие расчетов и экспериментов для $d\sigma/d\Omega$ при отсутствии нейтронного возбуждения (^{54}Fe), чем в случае сильной роли такого возбуждения (^{58}Ni). $E_p=18,6$ МэВ в случае ^{54}Fe и ^{58}Ni , 20 МэВ - ^{40}Ca , и $<25>$ МэВ - ^{16}O .

б) Сходство экспериментальных распределений $d\sigma/d\Omega$ для уровней 2_1^+ с отсутствием возбуждения нейтронов (^{54}Fe и ^{40}Ca) и их отличие от $d\sigma/d\Omega$ для состояния 2_1^+ с важной ролью таких возбуждений (^{58}Ni) в случаях нескольких значений E_p . Кривая - эмпирический стандарт, используемый для сравнения различных зависимостей $d\sigma/d\Omega$.

Рассмотрены в случае $A(\theta)$: ^{16}O - данные /7/, дополненные в /14/, при $E_p=20$ МэВ и усредненные с результатами /24/ при 30,3 МэВ (треугольники); ^{40}Ca - /16/. ^{54}Fe - /26/ и ^{58}Ni - /26/, дополненные в /13,25/. В случае $d\sigma/d\Omega$: ^{40}Ca - результаты публикуются впервые при $E_p=20$ МэВ /8/ - 24,9 МэВ; ^{54}Fe - 18,6 МэВ /27/, 19,4 МэВ /28/ и 24,6 МэВ /29/; ^{58}Ni - 18,6 МэВ /26/, уточненные в /2/, 20 МэВ /30/ и 24,6 МэВ /29/.

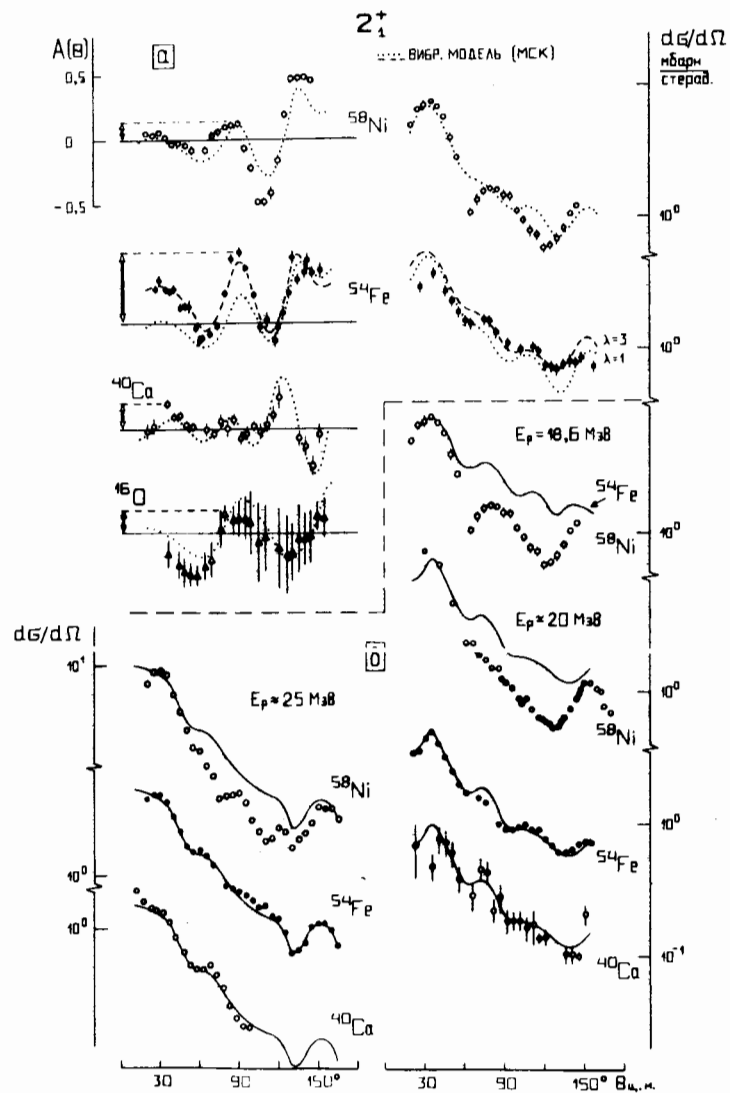


Рис.3

визированного уровня 2_1^+ ^{58}Ni с включением валентных нейтронов при указанных значениях E_p .

Расчеты (\bar{p} , p') с использованием вибрационной модели по характеру осцилляций оказываются почти идентичными в случаях ^{54}Fe и ^{58}Ni (рис.3а). Однако эти расчеты $d\sigma/d\Omega$, практически учитывающие только коллективное возбуждение остова, в случае 2_1^+ ^{54}Fe лучше соответствуют эксперименту, когда слабой ролью валентных протонов в центральном взаимодействии можно пренебречь. Для $A(\theta)$, наоборот, сильная роль валентных протонов в спин-орбитальном взаимодействии, не учтенная в коллективной модели, требует введения дополнительного параметра $\lambda=3$, совершенно не нужного для $A(\theta)$ 2_1^+ ^{58}Ni со слабым спин-орбитальным (p-n)-взаимодействием. Введение $\lambda=3$ практически полностью воспроизводит как $A(\theta)$, так и $d\sigma/d\Omega$ в случае 2_1^+ ^{54}Fe . Пренебрежение важной ролью центрального (p-n)-взаимодействия не позволяет хорошо воспроизвести $d\sigma/d\Omega$ для 2_1^+ ^{58}Ni (рис.3а).

Теперь рассмотрим более тяжелые ядра. На рис.4а (справа) для ядер ^{92}Zr , ^{94}Mo видно достаточное подобие зависимостей $A(\theta)$ для нижайших уровней 2_1^+ (0,93 и 0,87 МэВ), а затем по мере увеличения E^* (от 0,93 до 2,07 МэВ) в ^{92}Zr наблюдаются вариации $A(\theta)$. Одновременно видно (на фоне этих вариаций) в целом значительное сходство по фазе зависимостей $A(\theta)$ для уровня 2^+ ; 1,85 МэВ ^{92}Zr и

Рис.4. а) Корреляция между характером $A(\theta)$ и энергией возбуждения E^* уровней 2^+ четных ядер в области $N \sim 50$ ($E^* = 0,87 + 2,07$ МэВ). Совпадение экспериментальных зависимостей $A(\theta)$ в случае переходов с $\ell=2$, близких по своей природе, для ядер ^{90}Zr и ^{89}Y (вверху). Сплошная кривая гладко проведена через совокупность экспериментальных точек $A(\theta)$ для уровней 2,19 ^{90}Zr и 1,51 МэВ ^{92}Mo и представляет собой эмпирический стандарт $A(\theta)$ для сравнения с зависимостями $A(\theta)$ других состояний. $E_p \sim 20$ МэВ. Для 2,07 МэВ дана "сила" конфигурации. Результаты предварительно приводились в препринтах /28,31/, где в случае уровней 2_1^+ $^{90,92}\text{Zr}$ и ^{92}Mo данные /6/ слегка подкорректированы; ^{94}Mo - данные /32/. Результаты для ^{89}Y публикуются впервые.

б) Улучшение теоретического описания (вибрационная модель) с введением параметра $\lambda \approx 2$ для гипотетического уровня <остов + p>, представляющего собой коллективное вибрационное состояние + усредненное протонное возбуждение ядра. Экспериментальные точки представляют собой результат усреднения $A(\theta)$ для следующих состояний: 2,19; 3,31; 3,84 ^{90}Zr ; 1,85 ^{92}Zr ; 1,51 ^{92}Mo и 1,74 МэВ ^{89}Y .

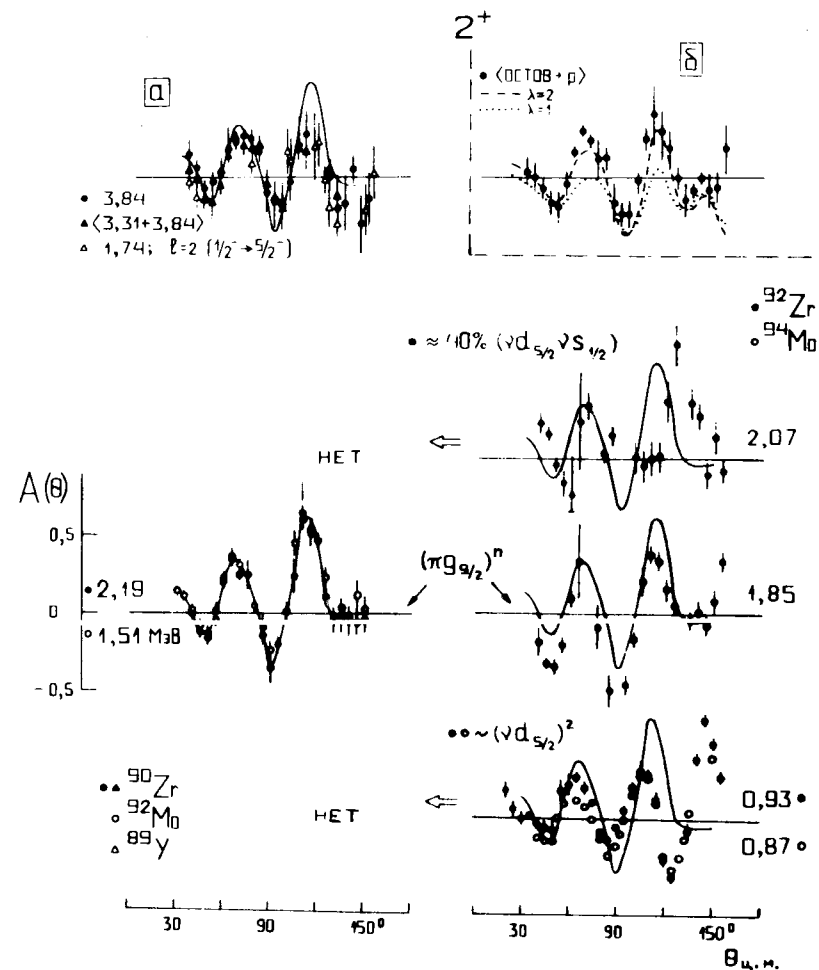


Рис.4

состояний 2^+ ; $1,51$ ^{92}Mo и $2,19$ МэВ ^{90}Zr . Наши модельные расчеты по МСК (на рис.4 опущены) для уровней 2^+ при различных значениях E^* в ^{92}Zr не выявляют того, чтобы только с изменением E^* в указанных или даже больших диапазонах происходили вариации $A(\theta)$, сравнимые с наблюдаемыми экспериментально. В этих расчетах использовался фактор коллективной (вибрационной) модели.

В объяснениях вариаций $A(\theta)$, предлагавшихся нами в $^{33,2-4,25,31/}$ в рамках оболочечной модели, мы исходили из того, что близость зависимостей $A(\theta)$ для уровней 2^+ ; $2,19$ ^{90}Zr , $1,51$ ^{92}Mo и $1,85$ МэВ ^{92}Zr может быть связана с существенной ролью их конфигурации $(\pi g_{9/2})^2$, известной из $^{34,35/}$, а в свою очередь подобие $A(\theta)$ для состояний 2^+ ; $0,93$ ^{92}Zr и $0,87$ МэВ ^{94}Mo - с важной ролью их конфигурации $(\nu d_{5/2})^2$, хорошо выявляемой в $^{35-37/}$. При этом особенно ценно прежде всего различие $A(\theta)$ между "протонным" ($1,85$ МэВ) и "нейтронным" ($0,93$ МэВ) уровнями в одном и том же ядре ^{92}Zr . Последнее обстоятельство важно потому, что и система остова ^{90}Zr и ^{92}Zr сама по себе может различаться $^{35/}$. В продолжение такого рассмотрения интересно показать (рис.4), что в ядрах ^{90}Zr и ^{92}Mo (с замкнутой нейтронной оболочкой $n=50$) ни по значениям E^* , ни по характеру $A(\theta)$ нет уровней, подобных 2^+ ; $0,93$ и $2,07$ МэВ ^{92}Zr . Первый из этих уровней характеризуется перестройкой пары валентных нейтронов $(\nu d_{5/2})^2$ $^{35-37/}$, а уровень 2^+ ; $2,07$ МэВ - разрывом этой пары $^{35,36/}$. Такие структуры вообще отсутствуют в ^{90}Zr и ^{92}Mo , поскольку в этих ядрах оболочка $\nu d_{5/2}$ пустая $^{34,35/}$.

Разумеется, что во всех подобных рассмотрениях нельзя сбрасывать со счета эффект поляризации остова. Хорошо известно, что в ряде случаев он весьма велик, а иногда просто является определяющим.

Как мы обращали внимание в $^{38/}$ и как видно из рис.4а, нет значительного различия по фазе между $A(\theta)$ для состояний 2^+ ; $2,19$ и $3,84$ МэВ в ядре ^{90}Zr , хотя они сильно различаются по величине E^* . Объяснение такого большого сходства $A(\theta)$ тоже, по-видимому, надо искать в известной для этих уровней заметной коллективизации и характерном для них чистом протонном возбуждении. Если частично-дырочное нейтронное возбуждение (из замкнутой оболочки $n=50$) с конфигурацией $(\nu g_{9/2})^{-1} \nu d_{5/2}$ и дает заметный вклад в состояние 2^+ ; $3,31$ МэВ ^{90}Zr , то это возбуждение практически отсутствует в структуре уровня 2^+ ; $3,84$ МэВ ^{90}Zr и очень мало для состояния 2^+ ; $2,19$ МэВ того же ядра, о чем убедительно свидетельствуют результаты реакции $^{91}\text{Zr}(\tau, \alpha) ^{90}\text{Zr}$ $^{39/}$. Уровни 2^+ ; $3,84$ и $3,31$ МэВ ^{90}Zr не идентичны, но обладают протонной конфигурацией $(f_{7/2})^{-1} p_{1/2}$ или $(p_{3/2})^{-1} p_{1/2}$, или же смесью этих двух конфигураций $^{40/}$. Интересно,

ТАБЛИЦА
 Параметры оптических потенциалов, использованных в расчетах по МСК (вибр.модель), в обобщенных обозначениях

ядро	E_p МэВ	связь каналов	E^* МэВ	ρ	№ п.п.	V_0 МэВ	r_0 ФМ	a_0 ФМ	W_D МэВ	r_W ФМ	a_W ФМ	V_{SO} МэВ	r_{SO} ФМ	a_{SO} ФМ	r_C ФМ	β_C	λ
^{16}O	20	$0^+ - 2_1^+ - 3_1^-$	6,13 6,92	3 2	I I	62,4	1,06	0,65	5,56	1,21	0,47	5,77	0,85	0,50	1,25	0,68 0,27	1 1
^{26}Mg	20	$0^+ - 2_1^+ - 3_1^-$	1,81 6,88	2 3	II II	54,65	1,16	0,67	9,66	1,30	0,43	8,70	0,79	0,96	1,25	0,3 0,2	1 1
^{28}Si	20	$0^+ - 2_1^+ - 3_1^-$	6,88	3	III	42,65	1,22	0,55	5,47	1,28	0,83	8,38	0,91	1,00	1,25	0,2	1
^{40}Ca	20	$0^+ - 2_1^+ - 3_1^-$ $0^+ - 3_2^-$ $0^+ - 3_3^-$	3,74 3,90 6,28	3 2 3	IV IV IV	49,64	1,22	0,59	5,40	1,19	0,63	4,30	1,15	0,66	1,25	0,34 0,06 0,10	1 1 1
		$0^+ - 3_3^-$	6,58	3	IV										0,10	0,10	1
	24,5	$0^+ - 3_1^- - 5^-$	3,74 4,49	3 5	V V	48,92	1,16	0,75	5,0	1,37	0,63	6,04	1,06	0,74	1,25	0,29 0,19	1 1
		$0^+ - 3_1^- - 5^-$	3,74 4,49	3 5	VI VI	46,52	1,20	0,72	4,62	1,37	0,64	4,55	1,19	0,54	1,25	0,26 0,18	1 1
		$0^+ - 3_2^-$	6,28	3	VI										0,15	0,15	1
^{54}Fe	18,6	$0^+ - 2_1^+$	1,41	2	VII	55,70	1,15	0,78	9,09	1,35	0,53	6,33	1,03	0,65	1,00	0,15	1,~3
^{58}Ni	18,6	$0^+ - 2_1^+$	1,45	2	VIII	57,08	1,14	0,77	10,53	1,27	0,49	5,71	0,98	0,42	1,25	0,19	1
^{90}Zr	20	$0^+ - 2_1^+ - 3_1^-$	2,19	2	IX	48,05	1,24	0,67	9,04	1,19	0,75	5,59	1,11	0,52	1,25	0,07	1,2

что $A(\theta)$ для состояния 2^+ ; 3,84 МэВ ^{90}Zr практически аналогична зависимости $A(\theta)$ для перехода с $\ell=2$ ($1/2^- \rightarrow 5/2^-$) в ^{89}Y (рис.4а). И в этом случае для состояния 1,74 МэВ ^{89}Y существует сходное описание: поднятие $1f_{5/2^-}$ - протона к орбите $2p_{1/2}$. Действительно, результаты реакции $^{90}\text{Zr}(\alpha, ^3\text{He})^{89}\text{Y}$ дают доказательство одночастичной протонной интерпретации этого состояния $^{41}/$. Возможное альтернативное толкование уровня 1,74 МэВ ^{89}Y , как обусловленного слабой связью протона $2p_{1/2}$ с состоянием 2^+ ; 1,84 МэВ возбужденного ^{88}Sr - остова $^{42}/$, менее приемлемо из-за заметного различия $A(\theta)$ уровня 1,74 МэВ ^{89}Y и $A(\theta)$ состояния 2^+ ; 3,31 МэВ ^{90}Zr $^{31}/$, последний из которых родственен уровню 2^+ ^{88}Sr .

Разумеется, между $A(\theta)$ для протонных частично-дырочных уровней и состояний, обусловленных перестройкой валентных протонов ($\pi g_{9/2}$)², должна быть разница, и она видна в области $\theta > 90^\circ$ (рис.4а). Однако (из-за контраста нейтронных уровней) ее можно в первом приближении пренебречь. Естественно, что в этих "протонных" (хотя и разнотипных) состояниях должна быть и другая общая часть, обусловленная поляризацией остова. Учитывая это, можно получить некоторую усредненную зависимость $A(\theta)$ для гипотетического состояния $\langle \text{остов} + p \rangle$, характеризующего коллективным возбуждением остова и протонным возбуждением (рис.4б). К обычно понимаемому таким образом механизму процесса (\vec{p}, p') может быть в первом приближении применена коллективная (вибрационная) модель $^{35}/$. Как видно из рис.4б, для описания $A(\theta)$ такого "протонного" возбуждения необходимо введение большого параметра $\lambda \approx 2$, как это было нужно и для "протонного" состояния 2^+ ^{54}Fe (рис.3а).

В заключение авторы выражают благодарность Р.М.Ломбару, Ч.Гласхаузеру, Р.де Свиньярски, Б.Майеру, Ж.Тирьону, Ж.-Л.Эскупье за участие в проведении экспериментов. Авторы также признательны В.Жилле, Ж.Содиносу и В.И.Остроумову за интерес к настоящей работе и полезные дискуссии, а также Ж.Рейналу за предоставление программы ECIS.

Литература

1. Плавко А.В. Тез. докл. XXXIII Совец. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, "Наука", Л., 1983, с.432.
2. Плавко А.В., Абельдина Ж.К., Бактыбаев К.Б., Кудряшов В.И., Ломбар Р.М., Эскупье Ж.-Л. Изв.АН СССР, Сер.физ., 45, 735 (1981).
3. Плавко А.В., Кудряшов В.И., Ломбар Р.М. Письма в ЖЭТФ, 30, выпуск 10, 677(1979).

4. Плавко А.В., Кудряшов В.И., Ломбар Р.М., Эскупье Ж.-Л. Изв. АН Каз.ССР. Сер. физ.-мат., № 4, I (1980).
5. Plavko A.V., Escudie J.-L., Kudryashov V.I., Lombard R.M. XV Совец. по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, Д6-II574, 1978, с.91.
6. Glashausser C. et al. Phys. Rev., 184, 1217 (1969).
7. Blair A. J. et al. Phys. Rev., С1, 444 (1970).
8. Gruhn C. R., Kuo T. Y. T. et al. Phys. Rev., С6, 915 (1972).
9. Escudie J.-L. et al. Compte rendu d'activite du Depart. de Phys. Nucl., Note CEA-N-1232, 1968-69, p.93; Escudie J.-L. et al. Polarization phenomena in nuclear reactions. Proc. of the third inter. symp., Madison, 1970. The Univ. of Wisconsin Press Madison Published, 1971, p.712.
10. Госсе Ж. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 37, 1721 (1973).
11. Плавко А.В. и др. Там же, 36, 625 (1972).
12. Raynal J. Code ECIS, Saclay, Report LYCEN N.6804.
13. Плавко А.В. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 41, 190 (1977).
14. Плавко А.В. и др. Там же, 40, 828 (1976).
15. Плавко А.В. и др. Там же, 38, 878 (1974).
16. Плавко А.В. Там же, 38, 2618 (1974).
17. Forster J. S. et al. Nucl. Phys., A150, 30 (1970).
18. Crozier D. J. Nucl. Phys., A198, 209 (1972).
19. Wayne Greene M. et al. Phys. Lett., 35B, 560 (1971).
20. Kalifa J. et al. Jour. de Phys., 34, 139 (1973).
21. Mairle G. et al. Nucl. Phys., A299, 39 (1978).
22. Anantaraman N. et al. Nucl. Phys., A313, 445 (1979).
23. Zwieginski B. et al. Phys. Rev., C18, 1228 (1978); Fifield K. L. et al. Nucl. Phys., A322, 1 (1979).
24. De Swiniarski R. et al. Nucl. Phys., A261, 111 (1976).
25. Plavko A. V., Escudie J.-L., Kudryashov V. I., Lombard R. M., Thirion J. Preprint LNPI n°445, Leningrad, 1978.
26. Glashausser C. et al. Phys. Rev., 164, 1437 (1967).
27. Bocles S. F., Lutz H. F., Madsen V. A. Phys. Rev., 141, 1067 (1966).
28. Hendrie D. L. et al. Phys. Rev., 186, 1188 (1969).

29. Van Hall P.J. et al. Nucl. Phys., A291, 63 (1977).
30. Kolasinski W.A. et al. Phys. Rev., 180, 1006 (1969).
31. Плавко А.В., Кудряшов В.И., Ломбар Р.М., Эскидые Ж.-Л. Препринт ЛИЯФ № 425, Ленинград, 1978.
32. Esoudié J.-L. et al. Compte rendu d'activite du Depart. de Phys. Nucl., Note CEA-N-1032, 1967-68, p. 87.
33. Плавко А.В. Изв. АН СССР, Сер. физ., 41, 1301 (1977).
34. Auerbach N., Talmi I. Nucl. Phys., 64, 458 (1965).
35. Dickens J.K., Eichler E., Satchler G.R. Phys. Rev., 168, 1355 (1968); Love W.G., Satchler G.R. Nucl. Phys., A101, 424 (1967).
36. Ball J.B., Auble R.L., Roos P.G. Phys. Rev., 64, 196 (1971).
37. Larsen J.S., Ball J.B., Fulmer C.V. Phys. Rev., 67, 751 (1973).
38. Плавко А.В. и др. В кн.: Бухарская школа по ядерной физике. Ташкент, "Узбекистан", 1981, с. 309-329.
39. Fann H., Schiffer J.P., Strohmusch U. Phys. Lett., 44B, 19 (1973).
40. Gray W.S. et al. Phys. Rev., 142, 735 (1966).
41. Shreve D.C. et al. Bull. Am. Phys. Soc., 11, 118 (1966).
42. Shafroth S.M. et al. Phys. Rev., 129, 704 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 ноября 1983 года.

Плавко А.В., Кудряшов В.И., Кухтина И.Н. 6-83-804

Анализ по методу связанных каналов
неупругого рассеяния поляризованных протонов 20÷25 МэВ
на ряде средних и легких ядер

Демонстрируется корреляция между формой экспериментальных зависимостей анализирующей способности $A(\theta)$ и положением энергии E^* , возбуждаемых 3^- состояний для ядер ^{16}O , $^{24,26}\text{Mg}$, ^{28}Si , ^{40}Ca , а также для 2^+ уровней $^{90,92}\text{Zr}$ и $^{92,94}\text{Mo}$. Такая корреляция связывается с ядерной структурой. Проведен анализ угловых распределений $A(\theta)$ и $d\sigma/d\Omega$ по методу связанных каналов /программа ECIS/ в рамках вибрационной модели. Показано хорошее согласие расчетов и экспериментальных данных для коллективных состояний 3_1^- и 5_1^- ^{40}Ca , а также для 2_1^+ уровней дважды магических ядер ^{16}O и ^{40}Ca . При описании $A(\theta)$ коллективизированного 2_1^+ состояния ядра с замкнутой протонной оболочкой (^{58}Ni) параметр λ равен единице, а для 2_1^+ уровней ядер с незаполненной протонной оболочкой (^{64}Fe , ^{90}Zr , ^{92}Mo) необходимо введение $\lambda = 2 \Lambda = \beta^{s.o.} / \beta^c$, где $\beta^{s.o.}$ и β^c - параметры деформации спин-орбитального и центрального потенциалов соответственно/.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Plavko A.V., Kudryashov V.I., Kukhtina I.N. 6-83-804

Analysis by the Method of Bound Channels
of Inelastic Scattering of 20÷25 MeV Polarized Protons
on Some Mean and Light Nuclei

The correlation between the shape of experimental dependences of analyzing power $A(\theta)$ and the location of energy E^* of excited 3^- states for ^{16}O , $^{24,26}\text{Mg}$, ^{28}Si , ^{40}Ca nuclei and for 2_1^+ levels of $^{90,92}\text{Zr}$ and $^{92,94}\text{Mo}$ is demonstrated. Such a correlation is connected with the nuclear structure. The analysis of angular distributions of $A(\theta)$ and $d\sigma/d\Omega$ is performed by the coupled channel method (ECIS program) in the framework of the vibrational model. A good agreement of calculation and experimental data for collective states 3_1^- and 5_1^- of ^{40}Ca , and for 2_1^+ levels of double-magic nuclei ^{16}O and ^{40}Ca is shown. Describing $A(\theta)$ for collective 2_1^+ states of a nucleus with a closed proton shell (^{58}Ni) we suppose $\lambda = 1$ and for 2_1^+ levels of nuclei with non-closed proton shell (^{64}Fe , ^{90}Zr , ^{92}Mo) it is necessary to introduce $\lambda = 2(\lambda = \beta^{s.o.} / \beta^c)$, where $\beta^{s.o.}$ and β^c - deformations parameters of the spin-orbit and central potentials, respectively).

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