

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



4/11, -74

P4 - 7533

Д₇-421

831/2-74

Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен

СВОЙСТВА НИЗКОЛЕЖАЩИХ КОЛЛЕКТИВНЫХ
СОСТОЯНИЙ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ Mo

1973

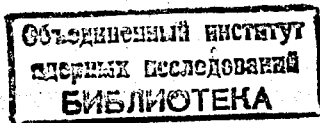
ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7533

Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен

СВОЙСТВА НИЗКОЛЕЖАЩИХ КОЛЛЕКТИВНЫХ
СОСТОЯНИЙ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ Mo

Направлено в ЯФ



ВВЕДЕНИЕ

Цепочка четных изотопов Мо является интересным объектом для исследования, поскольку включает ядра от полумагического ${}_{42}^{92}\text{Mo}_{50}$ до ${}_{42}^{106}\text{Mo}_{64}$, нейтронная оболочка которого заполнена почти наполовину. Легкие изотопы ${}^{92,94}\text{Mo}$ рассматривались в рамках оболочечной модели ¹. Однако хорошее согласие с экспериментом было получено только для ${}^{92}\text{Mo}$. Наиболее тяжелые из известных изотопов, ${}^{104,106}\text{Mo}$, видимо, следует отнести к деформированным ядрам. Во-первых, из-за малой энергии возбуждения первых 2^+ состояний /170-190 кэВ/. Во-вторых, потому, что спектр нижайших состояний в этих ядрах близок к ротационному ($E(6_1^+):E(4_1^+):E(2_1^+)-6:3,04:1$)^{2/}. Область между ${}^{94}\text{Mo}$ и ${}^{104}\text{Mo}$ следует рассматривать как переходную от сферических ядер к деформированным. Характерная особенность этой области ядер: появление низколежащего 0_2^+ возбужденного состояния, которое в ${}^{98}\text{Mo}$ даже опускается ниже первого 2^+ состояния, в резком противоречии с вибрационной моделью.

В работе ^{3/} было предположено, что обнаруженные в ${}^{96,98,100}\text{Mo}$ низколежащие 0_2^+ состояния являются деформированными, в противоположность сферическим основным состояниям этих ядер. Однако в расчетах, выполненных в ^{3/} для этих ядер, не удалось получить потенциальной энергии деформации с двумя минимумами и

этим подтвердить высказанное предположение. Кроме того, из данных по кулоновскому возбуждению четных изотопов Mo ^{/4/} следует:

$$\frac{\langle O_2^+ | \beta^2 | O_2^+ \rangle}{\langle O_1^+ | \beta^2 | O_1^+ \rangle} = \frac{\sum_i V(E_2; O_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{\sum_i V(E_2; O_1^+ \rightarrow 2_1^+)} \approx 1,$$

что противоречит предположению о деформированности O_2^+ состояния.

Попытки теоретического рассмотрения переходных ядер делались в небольшом числе работ ^{/5/}. Во всех случаях их основу составляла феноменологическая модель Бора-Моттельсона. Переходные изотопы Mo рассматривались только в ^{/6/}, где в чисто иллюстративных целях был рассчитан спектр низколежащих состояний в предположении, что потенциальная энергия деформации имеет два минимума: сферический и деформированный. При этом удалось получить O_2^+ состояния в нужной области энергий, но слишком заниженными /на 600-700 кэВ/ оказались положения 2_2^+ и 4_1^+ состояний.

Целью настоящей работы является анализ свойств переходных изотопов Mo в рамках микроскопической модели ядра. Так как экспериментальные данные явным образом указывают на коллективную природу низколежащих состояний в рассматриваемых ядрах, то задачу можно сформулировать следующим образом: из гамильтониана микроскопической модели ядра выделить ту его часть, которая описывает только состояния, принадлежащие коллективной квадрупольной ветви возбуждения. Сделать это можно с помощью метода бозонного представления фермионных операторов ^{/7a,b)}. Сравнивая полученные в этом приближении результаты с экспериментальными, можно будет оценить влияние неколлективных степеней свободы на свойства низколежащих состояний.

1. Коллективный гамильтониан

Здесь мы рассмотрим лишь основные идеи метода, математические детали которого подробно изложены в ^{/7б/}.

В работе ^{/7б/} анализировались алгебраические свойства бинарных фермионных операторов $a_{jm}^+ a_{j'm'}^+$, $a_{j'm'} a_{jm}$, $a_{jm}^+ a_{j'm'}$, которые в заданном конфигурационном пространстве образуют алгебру Ли. Было предположено, что в этой алгебре содержатся операторы, с помощью которых можно построить все семейство коллективных квадрупольных состояний /будем называть эти операторы коллективными/, и эти операторы имеют следующую структуру:

$$\hat{q}_{2\mu} = \frac{1}{2} \sum_{jj'mm'} q_{jj'} C_{jm j'm'}^{2\mu} (a_{jm}^+ a_{j'm'}^+ + (-1)^{j+j'-\mu} a_{j'-m} a_{j-m}),$$

$$\hat{p}_{2\mu} = \frac{i}{2} \sum_{jj'mm'} p_{jj'} C_{jm j'm'}^{2\mu} ((-1)^{j+j'-\mu} a_{j-m}^+ a_{j'-m}^+ - a_{j'm} a_{jm}),$$

$$[\hat{q}_{2\mu}, \hat{q}_{2\mu'}], [\hat{q}_{2\mu}, \hat{p}_{2\mu'}], [\hat{p}_{2\mu}, \hat{p}_{2\mu'}]. \quad /1/$$

Коэффициенты $q_{jj'}$ и $p_{jj'}$ предполагаются подобранными так, чтобы $\hat{q}_{2\mu}$, $\hat{p}_{2\mu}$ и их коммутаторы были наилучшим приближением к операторам, генерирующим семейство коллективных квадрупольных состояний.

Коммутатор двух коллективных операторов в общем случае является линейной комбинацией не только коллективных, но и остальных /неколлективных/ операторов. И поэтому формально коллективные операторы не образуют замкнутой алгебры. Но если ограничить рассмотрение пространством коллективных состояний, то важны будут не сами коммутаторы, а лишь их матричные элементы, взятые между коллективными состояниями. Такие матричные элементы от неколлективных операторов малы по построению, по сравнению с соответствующими матричными элементами от коллективных операторов. Поэтому, если нас интересуют только коллективные состояния, то можно считать, что операторы /1/ приближенно образуют замкнутую алгебру. Анализ показал, что эта алгебра совпа-

дает с SU_6 , а для операторов /1/ справедливо следующее представление в терминах операторов квадрупольных бозонов $b_{2\mu}^+, b_{2\mu}$:

$$\hat{q}_{2\mu} + in(-)^\mu \hat{p}_{2-\mu} = (2n)^{1/2} \sqrt{1 - \frac{\hat{N}}{n}} (-)^\mu b_{2-\mu},$$

$$[\hat{q}_{2\mu}, \hat{p}_{2\mu'}] = \frac{i}{2} \left\{ -\frac{1}{2} (b_{2\mu}^+ b_{2\mu'} + (-)^{\mu+\mu'} b_{2-\mu}^+ b_{2-\mu'}) + \right.$$

$$\left. + n \delta_{\mu\mu'} \left(1 - \frac{N}{n}\right) \right\} = (-)^{\mu+\mu'} [\hat{q}_{2-\mu}, \hat{p}_{2-\mu'}],$$

$$[\hat{q}_{2\mu}, \hat{q}_{2\mu'}] = \frac{1}{2} \left((-)^{\mu'} b_{2\mu}^+ b_{2-\mu'} - (-)^\mu b_{2\mu}^+ b_{2-\mu} \right) =$$

$$= n^2 (-)^{\mu+\mu'} [\hat{p}_{2-\mu}, \hat{p}_{2-\mu'}]$$

где $\hat{N} \equiv \sum_{\mu} b_{2\mu}^+ b_{2\mu}$, n - целое число.

Этот, на первый взгляд, неожиданный результат можно было, однако, предвидеть. Известно, что при рассмотрении "парных" вибраций или β -колебаний для фермионных операторов можно получить бозонное представление Холстейна-Примакова, представляющее собой реализацию алгебры SU_2 /8/. Можно показать, что при совместном рассмотрении β - и γ -колебаний возникает бозонная реализация алгебры SU_3 . Для того чтобы рассматривать квадрупольные колебания в лабораторной системе координат, необходимо объединить β - и γ -колебания с вращением, т.е. объединить группу SU_3 с трехмерными вращениями. Ситуация в этом случае аналогична той, которая имела место в теории элементарных частиц. Ближайшим обобщением SU_3 , включающим спин, оказалась алгебра SU_6 .

Так как гамильтониан \hat{H} и оператор квадрупольного момента $Q_{2\mu}$ построены из операторов a_{jm}^+, a_{jm} ,

a_{jm}^+, a_{jm} , a_{jm}^+, a_{jm} , а среди этих последних существенными для рассмотрения являются только операторы /1/, для которых получено бозонное представление, то мы получаем бозонное представление и для \hat{H} и $Q_{2\mu}$. Оно имеет следующий вид:

$$\hat{H} = \omega \hat{N} + g \left(\sum_{\mu} (-)^\mu b_{2\mu}^+ b_{2-\mu} \sqrt{\left(1 - \frac{\hat{N}}{n}\right) \left(1 - \frac{\hat{N}+1}{n}\right)} + \text{h.c.} \right) +$$

$$+ f \left(\sum_{\mu\mu'} C_{2\eta 2\mu}^{2\mu'} b_{2\eta}^+ b_{2\mu}^+ b_{2\mu'} \sqrt{1 - \frac{\hat{N}}{n}} + \text{h.c.} \right) +$$

$$+ \sum_{1\mu\mu'\nu\nu'} \xi_1 C_{2\mu 2\mu}^{1\mu} b_{2\mu}^+ (-)^\mu b_{2-\mu} \times C_{2\nu 2\nu'}^{1\mu} (-)^\nu b_{2-\nu}^+ b_{2\nu'}$$

$$\hat{Q}_{2\mu} = Q_0 \left\{ \left(b_{2\mu}^+ \sqrt{1 - \frac{\hat{N}}{n}} + \sqrt{1 - \frac{\hat{N}}{n}} (-)^\mu b_{2-\mu} \right) + \right.$$

$$\left. + \tilde{\gamma} \sum_{\nu\nu'} C_{2\nu 2\nu'}^{2\mu} b_{2\nu}^+ (-)^\nu b_{2-\nu'} \right\} \quad /2/$$

где $\omega, g, f, \xi_1, n, Q_0, \tilde{\gamma}$ - константы. Выражения для некоторых из них в случае произвольного остаточного взаимодействия приведены в работе /7 б/.

II. Параметры гамильтониана

Коэффициенты $\omega, g, f, \xi_1, n, Q_0, \tilde{\gamma}$ определяются схемой одночастичных уровней и видом остаточного взаимодействия. Отношения энергий и вероятностей E2-переходов зависят только от $\frac{g}{\omega}, \frac{f}{\omega}, \frac{\xi_1}{\omega}, \tilde{\gamma}, n$. Численные значения этих коэффициентов мы найдем, лишь зная Q_{ii}, P_{jj} , но их физический смысл можно выяснить,

используя выражения для них, приведенные в ^{176/}, и зная ту роль, которую они играют в гамильтониане. Отношение $\frac{g}{\omega}$ обратно пропорционально сумме энергий квазичастиц, умноженных на весовой фактор, и потому определяется плотностью уровней вблизи поверхности Ферми. Оно убывает с уменьшением плотности. Величины $\frac{f}{\omega}$ и $\tilde{\gamma}$ зависят от распределения величин матричных элементов матрицы взаимодействия и оператора квадрупольного момента относительно поверхности Ферми. Эти величины малы для симметричного распределения и возрастают, если такое распределение несимметрично. Если взаимодействие в канале частица - частица несущественно и остаточное взаимодействие может быть аппроксимировано квадрупольными силами, то имеет место соотношение:

$$\frac{f}{g} = 2\tilde{\gamma} \quad /3/$$

Сравнение спектров коллективных состояний, полученных для различных значений $\frac{g}{\omega}$ и $\frac{f}{\omega}$ при диагонализации /2/, со спектрами коллективных состояний обобщенной модели ядра, показало, что $\frac{g}{\omega}$ и $\frac{f}{\omega}$ тесно связаны с хорошо известными феноменологическими параметрами β эфф, γ эфф.

Величина "n" характеризует максимально возможное число бозонных возбуждений и ограничивается числом активных нуклонов. Роль слагаемых в /2/, пропорциональных ξ_1 , обычно невелика. В расчетах, выполненных в приближении хаотических фаз, вкладом этих членов пренебрегают.

Таким образом, спектры низколежащих коллективных состояний в нашем рассмотрении определяются двумя основными параметрами $\frac{g}{\omega}$ и $\frac{f}{\omega}$. Это означает, что для описания таких состояний существенны лишь интегральные характеристики остаточных сил и схемы одночастичных уровней. Анализ конкретных ядер позволит проверить это утверждение.

Так как в изотопах Mo число нуклонов вне заполненных оболочек невелико, то вклад канала частица - частица

может быть существенным и /3/ не будет выполняться, хотя в ¹⁰²Mo отклонение от /3/ должно быть меньше, чем в более легких изотопах.

Судя по нейтронной схеме одночастичных уровней ^{19/}, плотность одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми невелика, и коэффициент $\frac{g}{\omega}$ должен быть мал.

Как показали расчеты, опускание O_2^+ - состояния можно объяснить только большой величиной коэффициента $\frac{f}{\omega}$. При этом 2_2^+ и 4_1^+ состояния оказываются близкими по энергии. В этом случае их относительное положение будет зависеть от членов в /2/, пропорциональных ξ_1 , которые вносят в энергию, вообще говоря, малый, но для данного случая существенный вклад. Учет этих членов в /2/ связан с введением дополнительных параметров, что нежелательно. Отметим, однако, следующее обстоятельство. Вклад в ξ_1 могут дать различные эффекты. Простейший из них связан с более аккуратным, чем выше, учетом одночастичной части гамильтониана. Мы сделали это грубо, выделив лишь среднюю энергию пар квазичастиц с моментом $I=2$. Учет только этого члена в модели независимых частиц приводит к сильному вырождению энергии по моменту. Однако оценки по модели ферми-газа ^{10/} показывают, что имеется допол-

нительная зависимость энергии от момента: $\frac{\hbar^2}{2J_T} I(I+1)$

/где J_T - твердотельный момент инерции/, что соответствует $\xi_1 = \frac{5\hbar^2}{2J_T} \delta_{II}$. Это значение ξ_1 мы будем использовать в расчетах.

III. Энергии коллективных состояний и вероятности E2-переходов

Результаты расчета энергий и вероятностей переходов, полученные при точной диагонализации гамильтониана /2/, приведены на рис. 1 и в табл. 1 вместе с экспериментальными данными. Там же приведены оптимальные

Таблица 1. Приведенные вероятности E2-переходов в $^{96,98,100}\text{Mo}$ (Величина $B(E2; 2^+_1 \rightarrow 0^+_1)$ принята равной единице).

	^{96}Mo		^{98}Mo		^{100}Mo	
	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.
$B(E2; 0^+_2 \rightarrow 2^+_1)$	2,4	$2,4 \pm 0,3$	4,2		2,2	$1,8 \pm 0,3$
$B(E2; 4^+_1 \rightarrow 2^+_1)$	I,9	$1,8 \pm 0,4$	2,3	$2,3 \pm 0,3$	I,7	$1,8 \pm 0,2$
$B(E2; 2^+_2 \rightarrow 2^+_1)$	I,I	$0,8 \pm 0,2$	0,15	$2,5 \pm 0,4$	I,I	$1,7 \pm 0,2$
$B(E2; 2^+_3 \rightarrow 2^+_1)$		$0,8 \pm 0,3$				
$B(E2; 2^+_2 \rightarrow 0^+_1)$	0,II	0,06	0,40	0,05	0,07	0,02
$B(E2; 2^+_2 \rightarrow 0^+_2)$	0,53		0,50	$0,12 \pm 0,04$		
$ \frac{\langle 2_1 Q_2 2_1 \rangle}{\langle 2_1 Q_2 0_1 \rangle} $	0,9		I,3		0,5	
f/g	~ 15		~ 25		2,9	
$2\tilde{\gamma}$	0		I		I,2	

2^+_2 — 4,23 4,23

4^+_1 — 2,51 2,74

0^+_2 — 2,36 236

4^+_1 — 2,12 2,07

2^+_2 — 1,99 1,91

4^+_1 — 1,92 1,95

2^+_2 — 1,82 1,96

0^+_2 — 1,48 1,48

0^+_2 — 1,29 1,36

2^+_1 — 1 1 2^+_1 — 1 1 2^+_1 — 1 1

0^+_1 — 0 0 0^+_1 — 0 0 0^+_1 — 0 0

96Mo экс. теор. 98Mo экс. теор. 100Mo экс. теор.

Рис. 1. Спектр коллективных состояний. Энергия 2^+_1 постоянна принята равной единице.

значения $\frac{f}{g}$ и $2\tilde{\gamma}$. Лучшее согласие с экспериментом было получено при $\frac{g}{\omega} \approx 0$, как и предсказывалось выше. При расчетах мы полагали $n=7$.

Из рис. 1 видно, что согласие теоретических значений энергий коллективных состояний с экспериментальными достаточно хорошее. При этом, правильно описывая энергии низколежащих O_2^+ состояний, мы получаем, что

$$\frac{\langle O_2^+ | \beta^2 | O_2^+ \rangle}{\langle O_1^+ | \beta^2 | O_1^+ \rangle} = \frac{\sum_i B(E2; 2_1^+ \rightarrow O_2^+)}{\sum_i B(E2; 2_1^+ \rightarrow O_1^+)} \approx 1,$$

в согласии с экспериментом и в противоречии с делавшимся в ряде работ предположением о деформированности O_2^+ состояния. Интересно, однако, сравнить фоновые структуры основного (O_1^+) и возбужденного O_2^+ состояний /рис. 2/. Если в волновой функции O_1^+ состояния ^{100}Mo преобладает бесфононная компонента, то структура O_2^+ состояния ^{100}Mo более сложная. Так как фонon приближенно соответствует суперпозиции двухквазичастичных возбуждений, то можно сказать, что O_2^+ состояние, хотя и не является деформированным, ближе по структуре к деформированным состояниям, чем основное.

В ^{96}Mo при энергии, приблизительно равной удвоенной энергии 2_1^+ - состояния, обнаружены два уровня с $I^\pi = 2^+$, тогда как в наших расчетах в этой области энергий имеется только одно 2^+ состояние. По-видимому, появление второго 2^+ состояния связано с возбуждением неколлективной ветви, так что оба 2^+ состояния представляют собой смесь коллективной и неколлективной компонент.

Интересная закономерность наблюдается в изменении коэффициентов $\frac{f}{g}$ и $2\tilde{\gamma}$ при переходе от легких к тяжелым изотопам Mo. Если в ^{96}Mo эти коэффициенты сильно различаются, то уже в ^{100}Mo они близки друг к другу. Это согласуется с тем, что с ростом числа нуклонов вне заполненных оболочек роль взаимодействия в канале частица - дырка возрастает.

Результаты расчета вероятностей E2 - переходов удовлетворительным образом согласуются с экспериментальными для ^{96}Mo и ^{100}Mo . Но в ^{98}Mo результаты для $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ и $B(E2; 2_2^+ \rightarrow O_1^+)$ резко противоречат экспериментальным данным. Причина расхождения может быть следующая. Малое по сравнению с экспериментальным теоретическое значение $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ и слишком большое значение $B(E2; 2_2^+ \rightarrow O_1^+)$ связаны с большой величиной коэффициента $\frac{f}{g}$, которая определяется энергией O_2^+ состояния. Если существует дополнительная причина опускания O_2^+ состояния, например, связь с двухквазичастичными O^+ - состояниями, то $\frac{f}{g}$ уменьшится и согласие с экспериментом по вероятностям E2 - переходов улучшится. Такая связь сильнее всего должна проявиться в ^{98}Mo , где полностью заполнен нейтронами уровень $d_{5/2}$, а следующие одночастичные уровни $s_{1/2}$ и $g_{7/2}$ удалены от $d_{5/2}$ на 1,5 - 2,0 МэВ /9/. Поэтому сверхтекучесть существенно ослаблена и возможно появление низколежащего двухквазичастичного O^+ состояния.

III. Реакции двухнуклонной передачи

В реакциях двухнуклонной передачи с большой вероятностью обычно заселяются только основные состояния. Но в (p,t) и (t,p) реакциях на переходных изотопах Sm, Gd и Mo /11/ вероятности заселения основных и возбужденных состояний оказались сравнимыми по величине. Было высказано предположение, что такое увеличение вероятностей перехода на возбужденные состояния может быть связано с различием структур основных состояний соседних четно-четных ядер, между которыми идет переход /12/. Мы можем проверить это предположение, используя полученные выше коллективные волновые функции различных состояний четных изотопов Mo. Для качественных оценок достаточно использовать следующее приближенное выражение оператора двухнуклонной передачи \hat{A} /13/ :

$$\hat{A} \approx \frac{2\Delta}{G} e^{2i\phi},$$

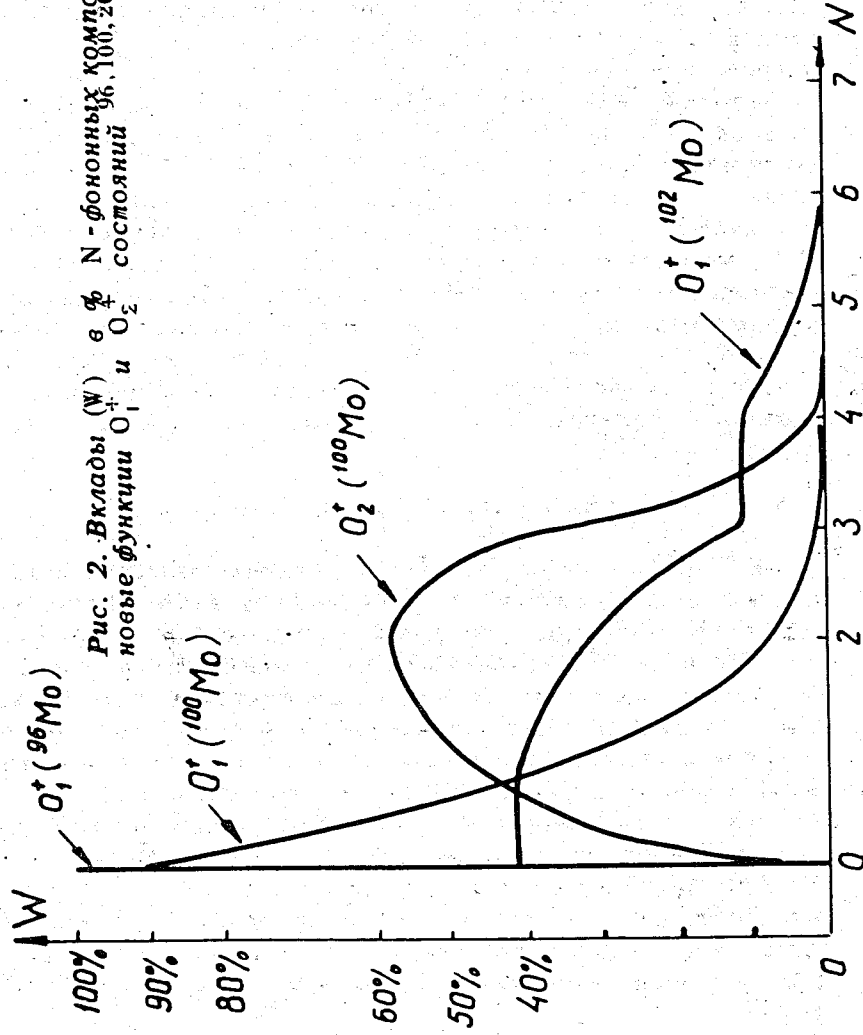


Рис. 2. Вклады (W) в Φ N-фононных компонент в волновые функции σ_1^* и σ_2^* состояний ^{96}Mo , ^{100}Mo , ^{102}Mo .

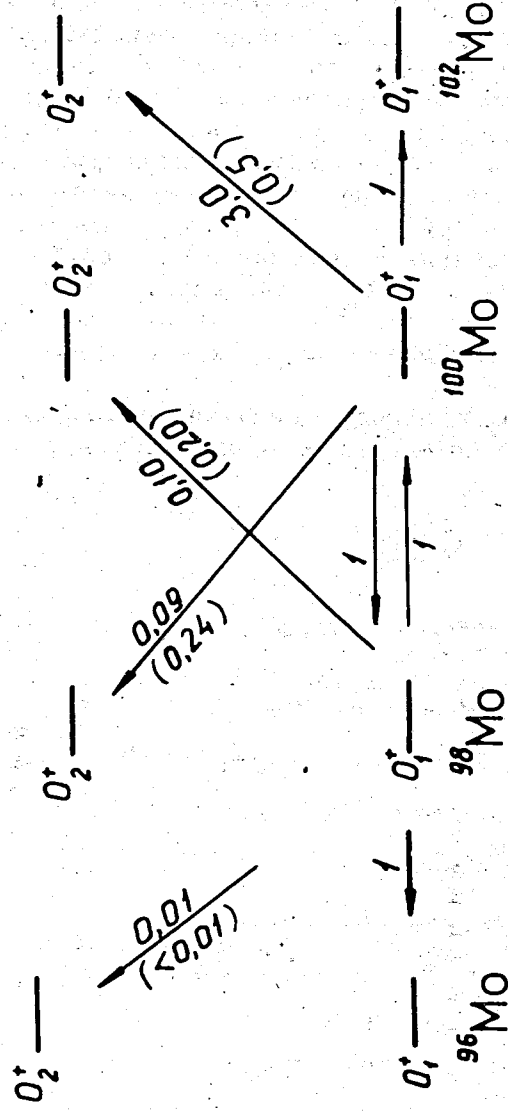


Рис. 3. Относительные сечения реакций двухнуклоновой передачи на четных изотопах Mo. Сечения возбуждения основных (σ_1^*) состояний приняты равными единице. В скобках приведены экспериментальные значения относительных сечений.

где 2Δ - энергетическая щель, G - константа парного взаимодействия, ϕ - угол, канонически сопряженный оператору числа нуклонов. В этом приближении расчет сечений реакций сводится к вычислению интегралов перекрытия коллективных частей волновых функций различных состояний. Полученные грубые оценки относительных сечений реакций двухнуклонной передачи на четных изотопах Мо приведены на рис. 3 вместе с экспериментальными данными. Хотя теоретические результаты численно не совпадают с экспериментальными /что нельзя требовать от столь грубых оценок/, эффект увеличения относительного сечения возбуждения O_2^+ состояния при переходе от ^{96}Mo к ^{102}Mo ясно виден. Из рис. 2 видно, что при переходе от ^{96}Mo к более тяжелым изотопам происходит усложнение структуры основного состояния.

В заключение авторы благодарят участников семинара по теории ядра ЛТФ ОИЯИ за полезные обсуждения.

Литература

1. K.H.Bhatt and J.B.Ball. Nucl.Phys., 63, 286 (1965); J.Vervier. Nucl.Phys., 75, 17 (1965).
2. E.Cheifetz et al. Phys.Rev.Lett., 25, 38 (1970).
3. R.K.Sheline, I.Ragnarsson and S.G.Nilsson. Phys.Lett., 41B, 115 (1972).
4. J.Barrette, M.Barrette, A.Boutard et al. Phys.Rev., C6, 1339 (1972).
5. K.Kumar and M.Baranger. Nucl.Phys., A122, 273 (1968); Nucl.Phys., A92, 608 (1967).
K.Kumar. Phys.Lett., 29B, 25 (1969); Phys.Rev.Lett., 26, 269 (1971).
6. G.Gneuss and W.Greiner. Nucl.Phys., A171, 449 (1971).
7. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЖЭТФ, 42, 1590/1962/; Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. Препринт - ОИЯИ, Р4-7144, Дубна, 1973.
8. Р.В.Джолос. ТМФ, 6, 403, 1971.
9. S.Takeda, S.Yamaji, K.Matzuda et al. Journ.Phys.Soc.Jap., 34, 1115 (1973).
10. О.Бор, Б.Моттельсон. Структура ядра. Мир, 1971, стр. 287.

11. H.Taketani, M.Adachi, M.Ogawa et al. Phys.Rev.Lett., 27, 520 (1971).
12. D.Cline et al. Colloquium on intermediate nuclei, Orsay, 1971.
13. S.Yoshida, Nucl.Phys., 33, 685 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 ноября 1973 года.