

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



20/2-74

B-253

P4 - 7814

2057/2-74

А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов

ИЗУЧЕНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ФРАГМЕНТАЦИИ
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7814

А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов

ИЗУЧЕНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ФРАГМЕНТАЦИИ
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

С ростом энергии возбуждения увеличивается плотность состояний и усложняется их структура. Определяющую роль в усложнении структуры состояний играет процесс, получивший название фрагментации. Под фрагментацией понимают распределение силы одночастичного или многочастичного, однофононного или многофононного состояния по многим ядерным уровням. Фрагментация ответственна, например, за распределение силы одночастичного состояния, волновая функция которого является решением уравнения Шредингера с потенциалом Саксона-Вудса, по ряду ядерных уровней.

При полумикроскопическом описании строения ядра вводится среднее поле, соответствующее представлению, где матрица плотности диагональна /см. 1/. В этом представлении основные состояния ядер являются бесквазичастичными, одноквазичастичными и двухквазичастичными. Самые низкие возбужденные состояния являются квазичастичными или фононными, связанными с недиагональными частями матрицы плотности. С ростом энергии возбуждения усложняется структура состояний, что проявляется в том, что в волновых функциях добавляются компоненты с большим числом квазичастиц и фононов. Это усложнение происходит достаточно быстро, и поэтому волновые функции высоковозбужденных состояний содержат тысячи различных малоквазичастичных и многоквазичастичных компонент /2/.

Усложнение структуры с ростом энергии возбуждения универсально. Оно имеет место во всех ядрах. Усложнение структуры состояний и фрагментация развиваются с разной скоростью для различных состояний и ядер.

Экспериментальные сведения об этих процессах весьма скудны, теоретические исследования находятся в начальной стадии. Некоторые общие, качественные особенности фрагментации рассмотрены в ^{2,3/} Из-за универсальности усложнения и важной роли фрагментации теоретическое и экспериментальное изучение этих процессов представляет одну из основных задач ядерной физики.

Взаимодействие квазичастиц с фононами играет важную роль в процессе фрагментации. Оно приводит к смешиванию компонент, отличающихся на один фонон или две квазичастицы. В результате учета взаимодействия квазичастиц с фононами волновая функция возбужденных состояний четно-четных ядер имеет вид суммы однофононных, двухфононных и т.п. компонент. В нечетных ядрах волновая функция состоит из суммы следующих компонент: одноквазичастичных; квазичастица плюс один фонон, квазичастица плюс два фонона и т.п. Можно утверждать, что связь одночастичного и коллективного движений, описываемая как взаимодействие квазичастиц с фононами, в значительной степени ответственна за усложнение структуры состояний с ростом энергии возбуждения, за фрагментацию.

Начальная стадия процесса фрагментации в нечетных деформированных ядрах изучена в ^{4,5/}. Фрагментация проявляется при вычислении характеристик низколежащих состояний в сферических ядрах. Для изучения этого процесса среди низколежащих состояний воспользуемся моделью, с помощью которой в ^{6-9/} изучается структура четно-четных сферических ядер.

В данной работе изучим начальную стадию процесса фрагментации, т.е. распределение силы однофононных и двухфононных состояний среди низколежащих четно-четных сферических ядер. Изучение ограничим состояниями с $I^\pi = 2^+$ и 3^- в ядрах с одной замкнутой оболочкой и ядрах, отличающихся от них на два нуклона.

Изучению нижайших вибрационных состояний сферических ядер посвящено большое число работ ^{6,7/}. Исследования в этих работах, как правило, проводятся в рамках вибрационной модели без учета связи с двухквазичастичными состояниями. В ^{1,8/} было обращено внимание на тот

Таблица
Суммарный вклад некоторых компонент волновой функции /1/ в первые пять корней уравнения /2/ в разных ядрах

Ядро	Комп.	$Q_1^+(2^+)Q_2^+(2^+)$	$Q_2^+(2^+)Q_1^+(2^+)$	$Q_1^+(3^-)$	$Q_2^+(3^-)$	$Q_1^+(2^+)Q_1^+(3^-)$
¹⁴² Nd		100%	94,7%	98,2%	95,3%	96,3%
¹³⁴ Xe		96,7%	93,2%	89,4%	90,2%	71,3%
¹²⁰ Sn		96,5%	89,1%	98,8%	99,7%	97,8%
¹²⁴ Te		98,8%	88,3%	86,7%	87,1%	58,1%
¹¹⁶ Gd		95,1%	86,3	97,9%	99%	96,9%

факт, что при описании первых 4^+ -состояний следует учесть связь двухфононной компоненты с двухквазичастичными. На существование такой связи указывали и исследования ^{/9/} в рамках феноменологических моделей. Оказалось ^{/8/}, что в некоторых ядрах первые 4^+ состояния содержат большие двухквазичастичные компоненты, поэтому следует учитывать взаимодействия коллективных и слабоколлективных возбуждений.

В большинстве четно-четных сферических ядер взаимодействие квазичастиц с фононами смешивает различные типы возбуждений при энергиях выше двухфононного квадрупольного триплета. Однако в тех ядрах, где энергия первого 2^+ уровня приблизительно равна величине энергетической щели, смешивание вибрационных и двухквазичастичных компонент заметно сказывается на структуре, а следовательно, и свойствах состояний с энергией 1,5-2,5 МэВ. Поэтому в этих ядрах и процесс фрагментации будет замечен уже при энергиях 1,5-2,5 МэВ.

Для описания интересующих нас возбуждений используем волновую функцию вида

$$\Psi_{\nu}^{+}(IM) = \left\{ \sum_i C_i^{\nu} Q_{IMi}^{+} + \sum_{\lambda_1 \mu_1 i_1} \Delta_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (I\nu) \times \right. \\ \left. \times \lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 |IM\rangle Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^{+} Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^{+} \right\} |0\rangle_{ph}, \quad /1/$$

где $Q_{\lambda \mu i}^{+}$, $Q_{\lambda \mu i}$ - операторы рождения и уничтожения фонона с моментом и проекцией λ , μ и номером i ; $|0\rangle$ - фононный вакуум, т.е. $Q_{\lambda \mu i} |0\rangle_{ph} = 0$; $\langle \lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 |IM\rangle$ - коэффициент Клебша-Гордона.

Заметим, что $I, \lambda_1, \lambda_2 = 2, 3$. Это приводит к потере некоторых компонент, которые, однако, не важны при интересующих нас энергиях возбуждения. Они начинают сказываться в той же области энергий возбуждения, где и трехфононная компонента, также опущенная нами.

В соответствии с этими приближениями мы ограничили в практических расчетах суммирование по i в $/1/$ - $i \leq 4$.

В работе ^{/10/} были получены секулярное уравнение для энергии $\eta_{I\nu}$ состояния $/1/$ и выражение для коэффициентов C_i^{ν} и $\Delta_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (I\nu)$. Они выглядят следующим образом:

$$\det \{ (\omega_{Ii} - \eta_{I\nu}) \delta_{ii'} - K(ii') \} = 0, \quad /2/$$

$$K(ii') = \frac{1}{2} \sum_{\lambda_1 i_1} \frac{U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (Ii) U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (Ii')}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta_{I\nu}}, \quad /3/$$

$$\Delta_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (I\nu) = \frac{1}{2} \frac{1}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta_{I\nu}} \sum_i C_i^{\nu} U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (Ii). \quad /4/$$

Коэффициенты C_i^{ν} определяются с помощью условия нормировки волновой функции $/1/$:

$$\sum_i (C_i^{\nu})^2 + 2 \sum_{\lambda_2 i_2} \sum_{\lambda_1 i_1} [\Delta_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (I\nu)]^2 = 1. \quad /5/$$

Выражение для величины $U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (Ii)$ приведено в ^{/10/}.

ω_{Ii} - энергия однофононного состояния $Q_{IMi}^{+} |0\rangle_{ph}$; ν - номер корня уравнения $/2/$.

Гамильтониан сферического ядра, который использовался нами, включал среднее поле /выбрано в виде потенциала Саксона-Вудса/, парное сверхтекучее взаимодействие и квадруполь-квадрупольное и октуполь-октупольное взаимодействия. Параметры среднего поля и парного сверхтекучего взаимодействия выбирались на основании работ ^{/11/}. Константы мультиполь-мультипольных сил подбирались в каждом ядре так, чтобы величины

η_{21} и η_{31} совпали с экспериментальными энергиями 2^+ и 3_1^- уровней соответственно. Изучались изотопы Te , Sn , Cd и изотопы с $N = 80, 82, 84$. В работах ^{/12/} показано, что выбранный нами вид волновой функции, используемые параметры гамильтониана позволяют удовлетворительно описать экспериментальные данные в этих ядрах. Этот факт, в свою очередь, свидетельствует о том, что полученная структура состояний близка к истинной и можно рассчитывать на адекватное действительности описание интересующего нас сейчас процесса фрагментации. Следует подчеркнуть, что в данных расчетах не имеется ни одного свободного параметра.

Мы рассмотрим распределение лишь некоторых компонент волновой функции /1/ по первым пяти корням уравнения /2/. Именно, однофононной коллективной компоненты $Q_1^+(I^\pi)$, малоколлективной компоненты $Q_2^+(I^\pi)$ и двухфононных компонент $Q_1^+(2^+)Q_1^+(2^+)$ и $Q_1^+(2^+)Q_1^+(3^+)$. Эти распределения для разных ядер изображены на рис. 1-5.

Для всех изученных ядер можно с определенностью утверждать, что компонента $Q_1^+(2^+)$ практически не фрагментирована. Взаимодействие квазичастиц с фононами слабо примешивает это возбуждение ко второму и более высоким корням уравнения /2/ /хотя для некоторых явлений наличие и этой, пусть малой, примеси является крайне важным/. Сила компоненты $Q_1^+(2^+)$ сосредоточена в основном $\geq 90\%$ на первом корне уравнения /2/. Нижайший октупольный фонон в большинстве ядер также слабо размазан по "истинным" состояниям ядра. Но есть ядра /например, ^{134}Xe , рис. 2/, где компонента $Q_1^+(3^-)$ дает заметный вклад в два решения уравнения /2/. Это связано с малым понижением энергии 3_1^- фонона относительно первого двухквазичастичного полюса в ^{134}Xe по сравнению с другими ядрами.

Наиболее сильно фрагментированы, как это видно из рисунков, компоненты $Q_2^+(I^\pi)$ и двухфононные. Но степень их фрагментации значительно колеблется от ядра к ядру, находясь в прямой зависимости от силы взаимодействия квазичастиц с фононами. Так, в ядре ^{142}Nd /рис. 1/ фрагментация очень слаба, состояния здесь

в большинстве своем оказываются чисто однофононными, двухфононными и т.п. Это и понятно, ибо взаимодействие квазичастиц с фононами резко ослабевает при уменьшении коллективности нижайших вибрационных состояний, что и осуществляется в изотопах с $N = 82$. Но уже в ядре ^{134}Xe компоненты $Q_2^+(I^\pi)$, $Q_1^+(2^+)Q_1^+(2^+)$, $Q_1^+(2^+)Q_1^+(3^-)$ сильно фрагментированы.

Ядра вблизи $Z = 50$ по сложности состояний похожи на изотопы с $N = 80$. Тем не менее здесь имеется некоторая специфика. Так, в представленном на рис. 4 ^{120}Sn двухфононная компонента $Q_1^+(2^+)Q_1^+(2^+)$ заметно "размазана" по трем 2^+ состояниям этого ядра, в то время как $Q_2^+(2^+)$ компонента сконцентрирована в основном на втором 2^+ состоянии $\approx 80\%$. В то же время в ^{124}Te , наоборот, сильно фрагментирована именно слабоколлективная компонента $Q_2^+(2^+)$, а двухфононная компонента в значительной мере сконцентрирована на втором решении уравнения /2/. В ^{116}Cd сила $Q_2^+(I^\pi)$ и двухфононных компонент сильно распределена по истинным ядерным состояниям.

Рассмотренные нами примеры не исчерпывают всего многообразия процесса фрагментации, которое наблюдается в разных ядрах. Конкретная картина распределения различных компонент по решениям уравнения /2/ сильно зависит от относительного расположения однофононных полюсов, их структуры, от величины взаимодействия квазичастиц с фононами. Приведенные нами примеры ^{116}Cd , ^{124}Te , ^{142}Nd представляют собой типичные образцы для этих изотопов. В то же время в изотопах Sn встречаются примеры распределения компонент, существенно отличающиеся от изображенного на рис. 4.

Вклад компонент в решения с относительно большими энергиями возбуждения может заметно измениться при рассмотрении более сложной, нежели /1/, волновой функции. В особенности это относится к ^{116}Cd , где, как это следует из результатов работы ^{/12/}, уже в структуре 2 состояния должен сказываться вклад компоненты $Q_1^+(2^+)Q_1^+(2^+)Q_1^+(2^+)$, которую мы не учитывали.

До сих пор мы интересовались распределением некоторых компонент в разных ядрах и по разным корням

уравнения /2/. Интересным является и другой вопрос: с какой полнотой исчерпана сила этих компонент первыми пятью решениями уравнения /2/. Ответ дает таблица. В абсолютном большинстве случаев сила компоненты практически исчерпана этими пятью решениями. С наибольшей точностью такое утверждение справедливо для компонент $Q_1^+(2^+)$ и $Q_1^+(3^-)$. Однако наблюдаются отдельные случаи /наиболее резко выраженные в ^{120}Sn , ^{124}Te /, когда только часть /иногда только 50%/ полной силы состояния исчерпана рассмотренными корнями.

На основании наших исследований можно сделать вывод, что взаимодействие квазичастиц с фононами играет существенную роль в усложнении структуры состояний с ростом энергии возбуждения. В изученных ядрах оно практически не затрагивает первые однофононные состояния с $I^\pi = 2^+$ и 3^- , но приводит к значительной фрагментации вторых и третьих однофононных и первых двухфононных состояний среди низколежащих уровней четно-четных сферических ядер. Фрагментация в ядрах с одной замкнутой оболочкой проявляется при несколько более высокой энергии возбуждения по сравнению с соседними ядрами, что подтверждает правильность общих закономерностей фрагментации, изложенных в /2/. Следует отметить, что фрагментация более высоких однофононных и двухфононных состояний будет более сильной и для ее описания необходимо значительное усложнение нашей модели.

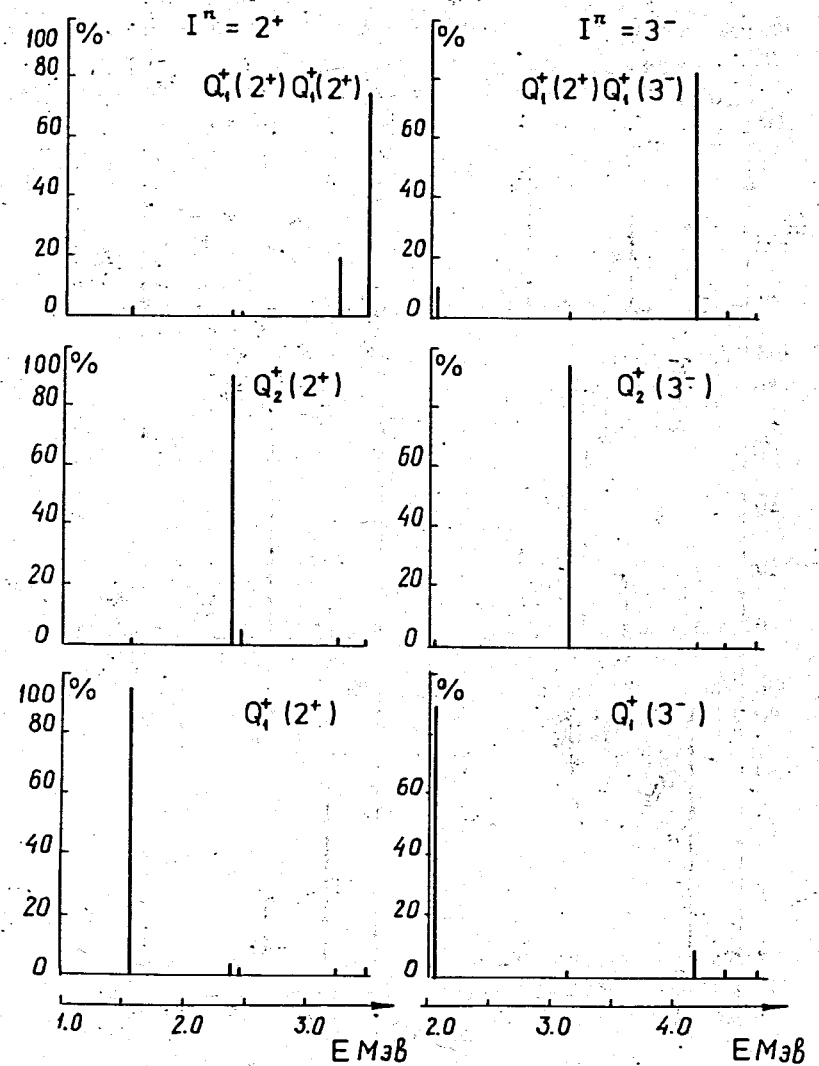


Рис. 1. Вклад некоторых компонент волновой функции /1/ в первые пять корней уравнения /2/ в ядре ^{142}Nd .

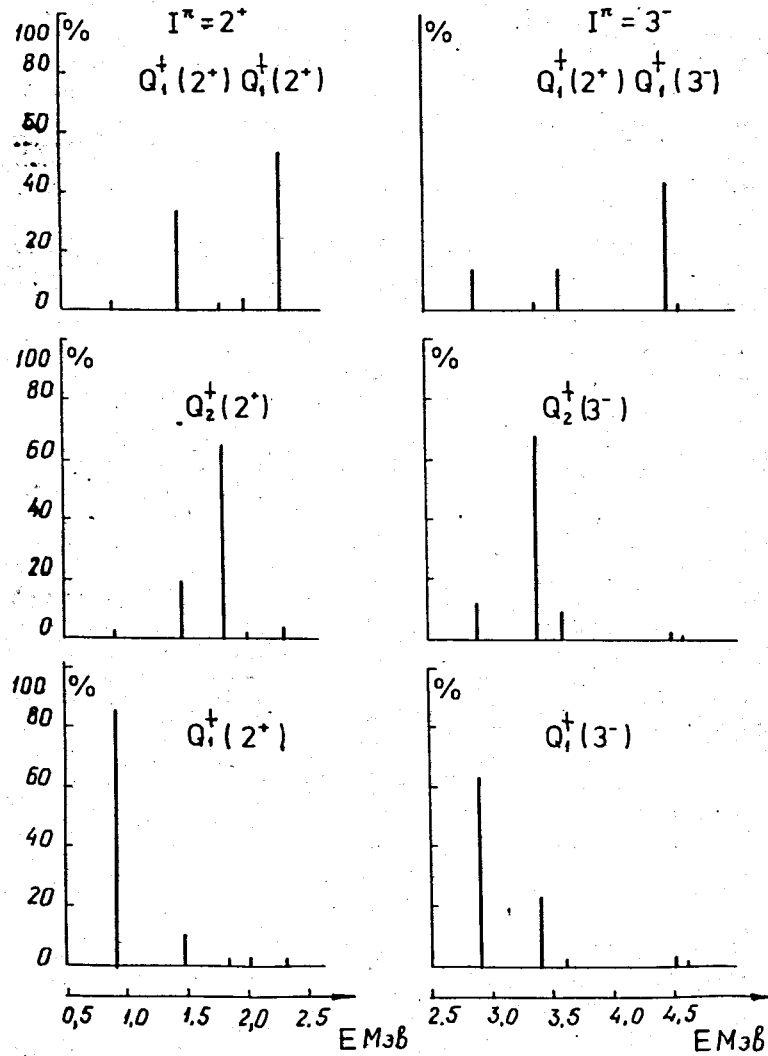


Рис. 2. Вклад некоторых компонент волновой функции /1/ в первые пять корней уравнения /2/ в ядре ^{134}Xe .

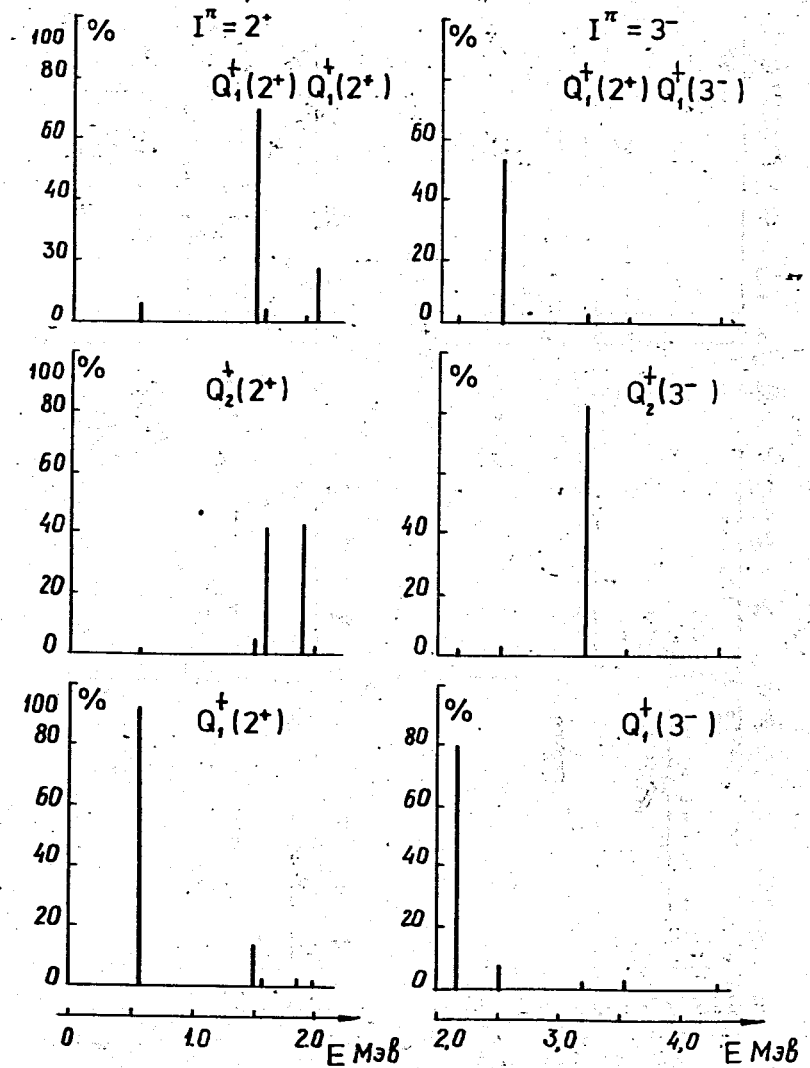


Рис. 3. Вклад некоторых компонент волновой функции /1/ в первые пять корней уравнения /2/ в ядре ^{124}Te .

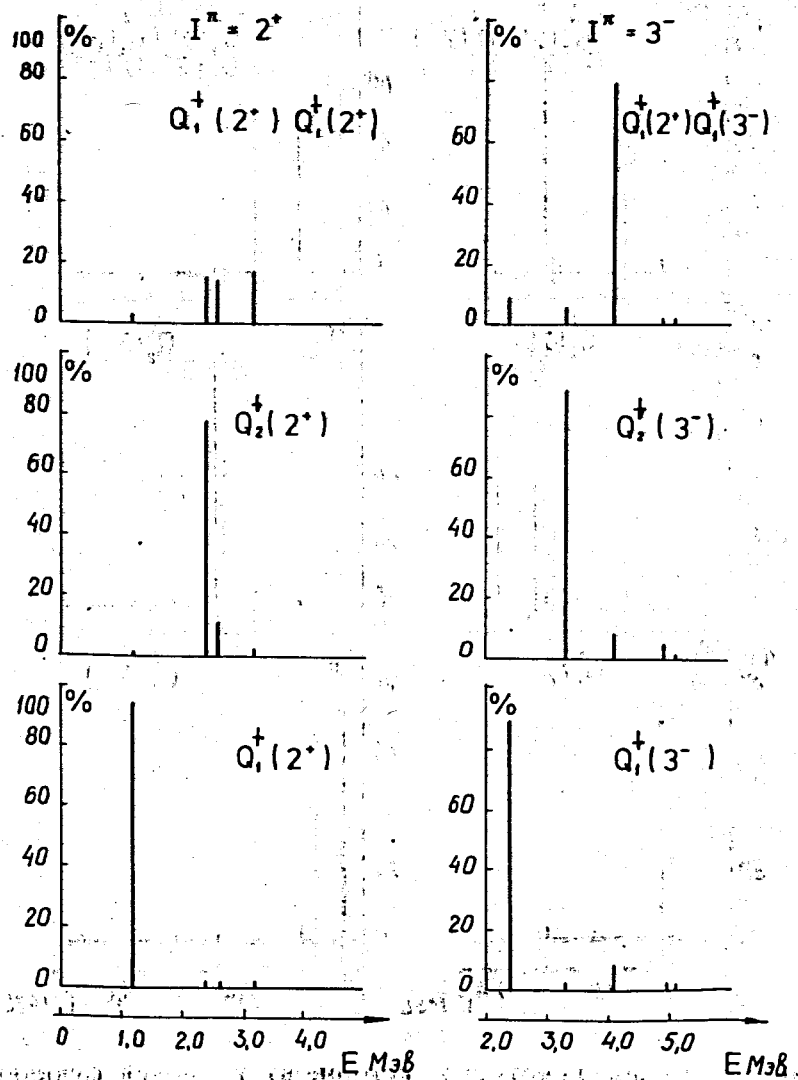


Рис. 4. Вклад некоторых компонент волновой функции /1/ в первые пять корней уравнения /2/ в ядре ^{120}Sn .

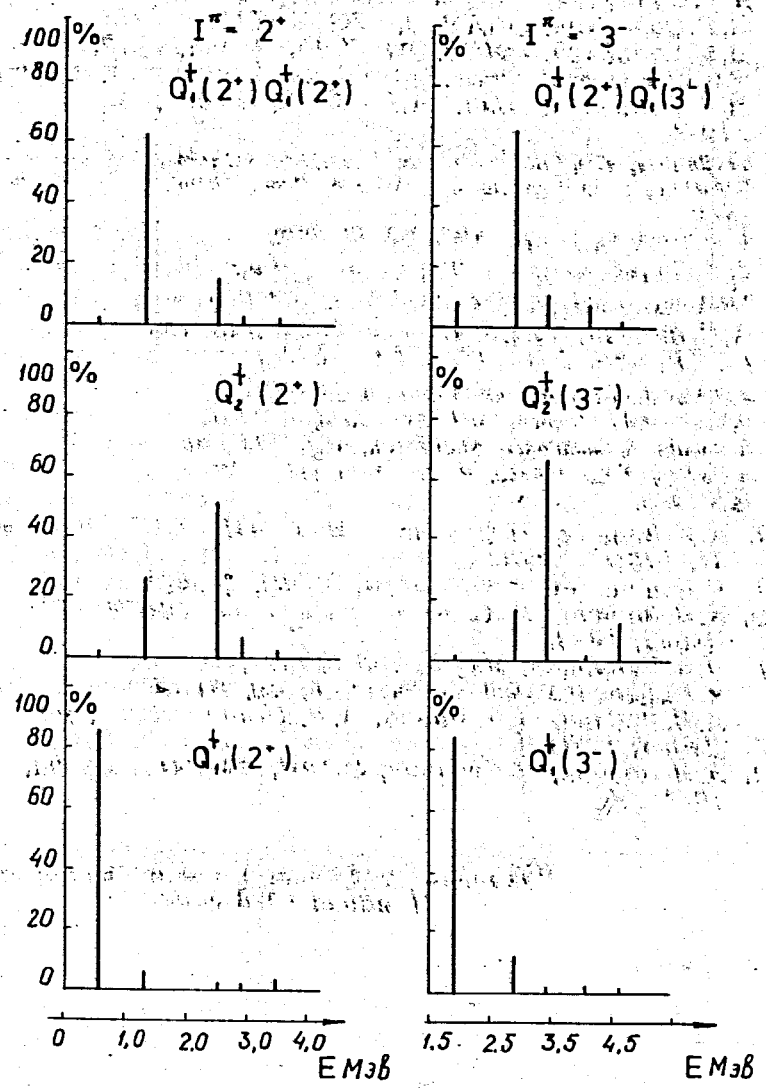


Рис. 5. Вклад некоторых компонент волновой функции /1/ в первые пять корней уравнения /2/ в ядре ^{116}Cd .

Литература

1. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. М., Наука, 1971.
2. В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ, 3, 770 /1972/.
3. В.Г.Соловьев. ОИЯИ, Р4-7046, Дубна, 1973.
4. V.G.Soloviev. Nucl. Struct., Dubna Symp., p. 101, IAEA, Vienna, 1968.
5. В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 666 /1971/.
6. S.T.Beliaev, V.G.Zelevinsky. Nucl.Phys., 39, 582 (1962);
T.Marumori, M.Yamamura, Tokunaga. Prog. Theor. Phys., 31, 1009 (1964);
B.Sorensen. Nucl.Phys., A142, 392, 411 (1970);
Е.Б.Бальбуцев, Р.В.Джолос. ЯФ, 7, 788 /1968/;
S.R.Almony and J.G.Borse. Nucl.Phys., A171, 660 (1971);
А.И.Вдовин, Ч.Стойнов и Н.Ю.Ширикова. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 1543 /1973/;
E.R.Marshalek. Lett. Nuovo Cim., 4, 691 (1972).
7. P.Vogel and L.Kobach. Nucl.Phys., A176, 33 (1971);
A.Raduta, A.Sandulescu. Nucl.Phys., A181, 153 (1972);
A.Raduta, A.Sandulescu, V.Ceausesku and G.Stratan. Phys. Rev., C8, 1525 (1973).
8. А.И.Вдовин, Ч.Стойнов. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 1750 /1973/.
9. Г.Алага. Структура ядра, ОИЯИ, Д-6465, Дубна, 1972.
10. А.И.Вдовин, Г.Кырчев, Ч.Стойнов. ОИЯИ, Р4-7374, Дубна, 1973.
11. В.А.Чепурнов. ЯФ, 6, 955 /1967/;
K.Takeuchi, P.A.Moldauer. Phys.Lett., 28B, 384 (1969);
А.И.Вдовин, Л.А.Малов, А.Л.Комов. ОИЯИ, Р4-5125, Дубна, 1970.
12. А.И.Вдовин, Ч.Стойнов, ОИЯИ, Е4-7812, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 марта 1974 года.