

3326

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 3326



Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

О ТОЧНОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЯ
ОДНОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1967.

P4 - 3326

Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин

**О ТОЧНОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЯ
ОДНОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР**

Направлено в "Acta Physica Polonica"

В работе ^{1/} был предложен метод вычисления одночастичных состояний аксиально-симметричного деформированного ядра. При этом были сделаны некоторые приближения, позволившие сильно упростить расчеты.

Основой этого метода является диагонализация матрицы энергии, причем в качестве базиса используются состояния соответствующего по массе сферического ядра, среднее ядерное поле которого описывается потенциалом Саксона-Вудса.

Еще раньше ^{2/} было показано, что волновые функции состояний сферического ядра / образующие упомянутый выше базис / можно представить в аналитическом виде, используя приближенный способ расчета. Существенно то, что эти функции с высокой степенью точности совпадают с функциями, полученными численно.

Оказалось, что при вычислении состояний деформированного ядра, лежащих вблизи энергии связи, необходимо учитывать влияние состояний сплошного спектра соответствующего по массе сферического ядра. В работе ^{1/} этот эффект учитывался путем включения в схему низких квазистационарных уровней.

В итоге была составлена программа для вычисления на Э В М одночастичных состояний деформированного ядра / среднее поле которого описывается реалистическим потенциалом /, работающая исключительно быстро и позволяющая получить волновые функции в аналитическом виде.

Поэтому, имея в виду дальнейшие приложения, необходимо рассмотреть вопрос о точности описания состояний в рамках данного метода.

Для этого следует сравнить результаты, получаемые по нашему методу, с аналогичными данными в работе Немировского и Чепурнова^{/3/}, разработавших более точный метод, основанный на численном решении системы дифференциальных уравнений.

§1. В качестве основы для сравнения выберем систему одночастичных нейтронных уровней деформированного ядра с $A = 165$, рассчитанную в^{/3/}. Принимая значения параметров ядерного потенциала приблизительно такими же, как и в^{/3/}, и вычисляя энергии и волновые функции при $\beta = 0$ по методу, описанному в^{/2/}, получаем базис.

Поскольку метод вычисления является приближенным, то ϵ_{nl}^0 ; - значения энергии одночастичных состояний при $\beta = 0$ - слегка отличаются от тех, которые получены в^{/3/} (на $\approx 0,2$ Мэв). Для того, чтобы выяснить точность расчета одночастичных состояний деформированного ядра, мы пренебрегаем этой малой разницей и полагаем, что $\epsilon_{nl}^{(0)}$ точно совпадают со значениями, рассчитанными в^{/3/}. Естественно, что изменение волновых функций при таком сдвиге энергии совершенно ничтожно.

Производя расчёт одночастичных уровней в зависимости от деформации β по методу работы^{/1/} с учетом изменения спин-орбитального взаимодействия $v_{s.o.}(\beta)$ ^{/4/}, получаем систему нейтронных уровней, практически полностью повторяющую систему, представленную в^{/3/}. Имеющиеся различия в значениях энергии большинства состояний вблизи поверхности Ферми при реальной деформации ($\beta \approx 0,3$) составляют в среднем $\approx (0,2 - 0,3)$ Мэв. Таблица иллюстрирует это соответствие.

Отмеченные отклонения можно считать малыми по следующим причинам.

1. Мало отношение сдвига к величине расщепления уровня

$$\Delta \epsilon_m / |\epsilon_{nl}^0 - \epsilon_m(\beta)| \ll 1.$$

2. Следует считаться с тем, что параметры ядерного потенциала деформированного ядра могут отличаться от параметров для сферически-симметричного ядра. Отчасти этим обстоятельством объясняется отличие энергии связи нечетного нейтрона, отмеченное в^{/3/}, от измеренной, достигающее иногда 1,5 - 2,0 Мэв.

3. Возможной причиной неточности подобного рода моделей является предположение о том, что параметры ядерного потенциала имеют одни и те

же значения для всех уровней, независимо от их удаленности от поверхности Ферми. В настоящее время известно, что положение уровней сферического ядра, отстоящих от поверхности Ферми на 5-10 Мэв, определяется в рамках теории с неизменным потенциалом с точностью, не превышающей 0,5-1,0 Мэв. В частности, этот факт стимулировал исследования с применением нелокальных потенциалов (см., например, /5/). При деформации ядра уровни, лежащие в этой зоне, опускаются (или поднимаются) к поверхности Ферми. Нетрудно видеть, что точность вычисления положения уровней у поверхности Ферми имеет указанный порядок величины. Ясно поэтому, что любая схема уровней среднего поля, сколь бы совершенна она ни была, нуждается в дополнительной корректировке.

Можно было бы привести и другие аргументы, однако перечисленных достаточно, чтобы убедиться в практической эквивалентности схем, получаемых по методам /1/ и /3/.

Все сказанное относилось к уровням, расположенным в интервале $\epsilon_F - 3 \text{ Мэв} \leq \epsilon_m \leq \epsilon_F + 3 \text{ Мэв}$, определяющим основные свойства ядра и низкоэнергетическую часть его спектра.

Что касается уровней, расположенных значительно выше (или ниже), то к точности их определения предъявляются менее жесткие требования, так как их роль в спектроскопических расчетах, как правило, весьма мала.

§2. Очень важно провести сравнительный анализ структуры состояний, расположенных вблизи поверхности Ферми, так как они играют определяющую роль в теории ядра.

На рис. 1 приведены результаты расчетов структуры одночастичных состояний ядра с $A = 185$: $(1i_{13/2})_{5/2, 7/2, 9/2}$;

$(1h_{9/2})_{3/2, 5/2, 7/2}$; $(1h_{11/2})_{11/2}$; $(2f_{7/2})_{1/2, 3/2, 5/2}$; $(2f_{5/2})_{5/2}$; $(3p_{3/2})_{3/2, 5/2}$.

По оси абсцисс отложены значения деформации β , а по оси ординат - квадраты коэффициентов смешивания $|a_l|^2$ (см. формулу (10) в /1/), которые соответствуют весу компоненты с определенным l в данном состоянии. Кривые получены по нашему методу. Крестиками обозначены результаты Немировского и Чепурнова /3/.

Рис. 1 свидетельствует об отличном соответствии данных в большинстве случаев. Незначительное расхождение наблюдается иногда при очень большом

значении деформации β и составляет всего несколько процентов. Исключением является лишь поведение примесной компоненты с $\ell = 5$ состояния $(2f_{5/2})_{1/2}$. Здесь расхождение заметное. Причиной этого являются детальные свойства схемы уровней. Из рис. 1 в ^{3/} видно, что состояния $(2f_{5/2})_{1/2}$ и $(3p_{3/2})_{1/2}$ весьма близки и с ростом β взаимодействуют между собой.

Для иллюстрации этого эффекта рассмотрим предельный случай, когда уровни с одинаковыми характеристиками (m, π) быстро сближаются, а затем, "оттолкнувшись" друг от друга, расходятся. На рис. 1 в ^{3/} такими уровнями являются $(1i_{13/2})_{1/2}$ и $3s$, $(1i_{13/2})_{3/2}$ и $(2d_{3/2})_{3/2}$. На рис. 2 (внизу помещен фрагмент схемы с этими уровнями) и 3 дана их структура.

Как и следовало ожидать, вблизи точки "квазипересечения" происходит обмен ролями главных компонент. Например, в состоянии $3s$ главной компонентой после "квазипересечения" становится компонента с $\ell = 6$, а в состоянии $(1i_{13/2})_{1/2}$ - компонента с $\ell = 0$. Происходит также интенсивный обмен и примесями.

Ясно, что в спектроскопических расчетах необходимо корректно учитывать структуру "квазипересекающихся" состояний, расположенных вблизи поверхности Ферми.

83. Наконец, приведем значение магнитного момента для ядра Yb^{171} (нечетный нейтрон в состоянии $(3p_{3/2})_{1/2}$) в одночастичном приближении $\mu = 69$. В качестве g_R было принято выражение $g_R = Z/A$. Согласно ^{3/} в этом случае $\mu = 0,68$. Мы видим, что и здесь имеется хорошее соответствие.

Таким образом, предложенный нами метод ^{1,2,4} /, обладая большим быстродействием (расчеты производятся приблизительно в 100 раз быстрее, чем по методу ^{3/}), обеспечивает получение волновых функций одночастичных состояний в аналитическом виде, практически не отличающихся по структуре от функций ^{3/}. Соответствие схем энергетических уровней для реальных значений деформации также удовлетворительное. Поэтому наш метод можно использовать и в спектроскопических расчетах.

В заключение авторы выражают признательность В.Г.Соловьеву и Н.И.Пятову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ, Р4-2978, Дубна, 1966.
2. Б.Н.Калинкин, Я.Грабовский, Ф.А.Гареев. Acta Phys. Pol., XXX, 999, 1966.
3. П.Э.Немировский, В.А.Челурнов. Я Ф, 3, 998 (1966).
4. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н. Калинкин, Препринт ОИЯИ, Р4-3325, Дубна, 1967.
5. R.D. Koshel. Phys. Rev., 144, 811 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 мая 1967 года.

$$A = 165 \quad \beta = 0,28$$

E			E		
Состояние	Расчет	[3]	Состояние	Расчет	[3]
$(1h_{9/2})_{9/2}^-$	-3,14	- 3,39	$(1i_{13/2})_{3/2}^+$	-8,32	-8,44
$(2f_{7/2})_{7/2}^-$	-3,75	- 4,17	$(1h_{11/2})_{11/2}^-$	-8,40	-8,67
$(3p_{3/2})_{3/2}^-$	-4,50	- 4,80	$(2f_{7/2})_{3/2}^-$	-8,65	-8,91
$(2f_{5/2})_{1/2}^-$	-4,70	- 5,05	$(1i_{13/2})_{1/2}^+$	-8,85	-9,14
$(1i_{13/2})_{9/2}^+$	-4,75	- 4,82	$(1h_{9/2})_{5/2}^-$	-8,95	-9,06
$(1i_{13/2})_{7/2}^+$	-6,25	- 6,35	$(3S)_{1/2}^+$	-10,30	-10,51
$(2f_{7/2})_{5/2}^-$	-6,40	-6,68	$(2d_{3/2})_{3/2}^+$	-10,32	-10,57
$(1h_{9/2})_{7/2}^-$	-6,50	-6,56	$(2f_{7/2})_{1/2}^-$	-10,40	-10,65
$(3p_{3/2})_{1/2}^-$	-7,45	-7,68	$(1h_{9/2})_{3/2}^-$	-10,65	-10,73
$(1i_{13/2})_{5/2}^+$	-7,50	-7,80	$(1h_{11/2})_{9/2}^-$	-11,00	-11,09

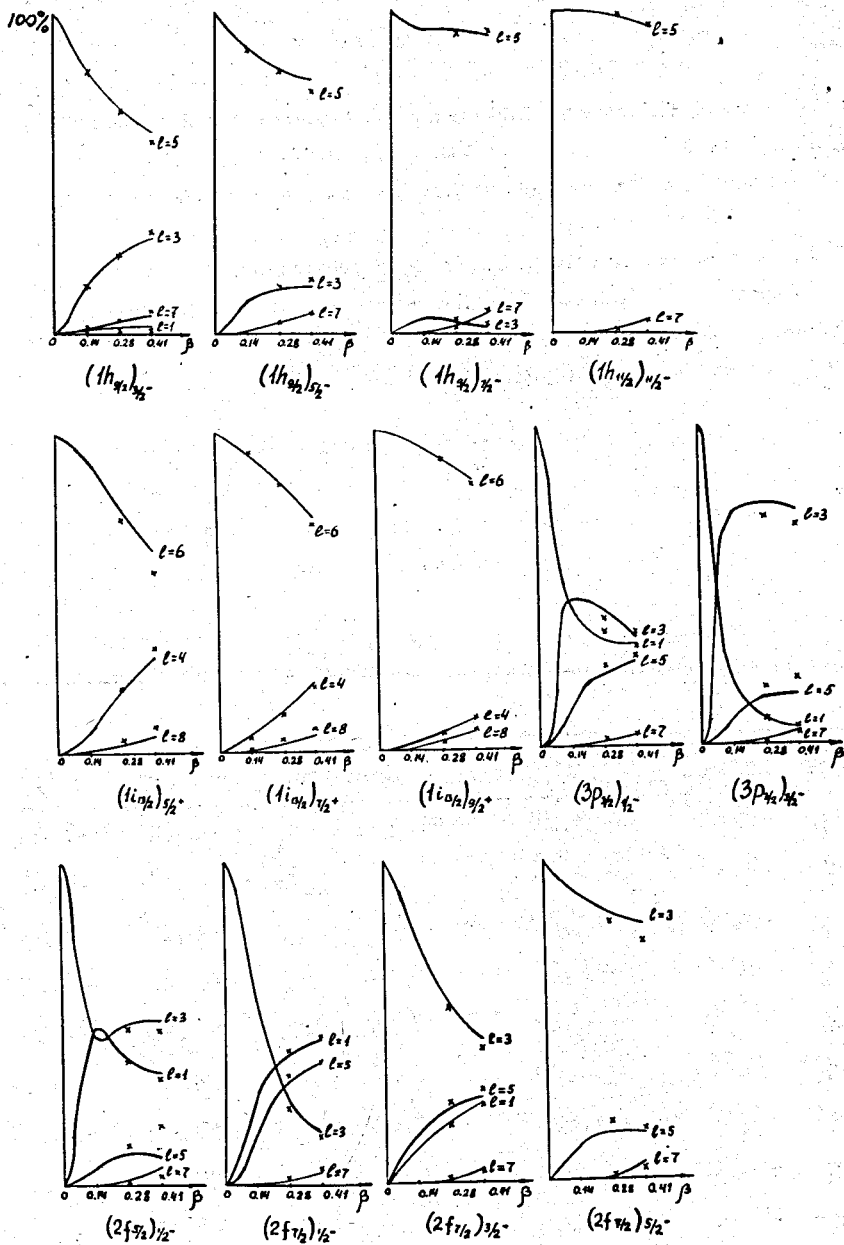


Рис. 1. Структура одночастичных нейтронных уровней в зависимости от деформации.

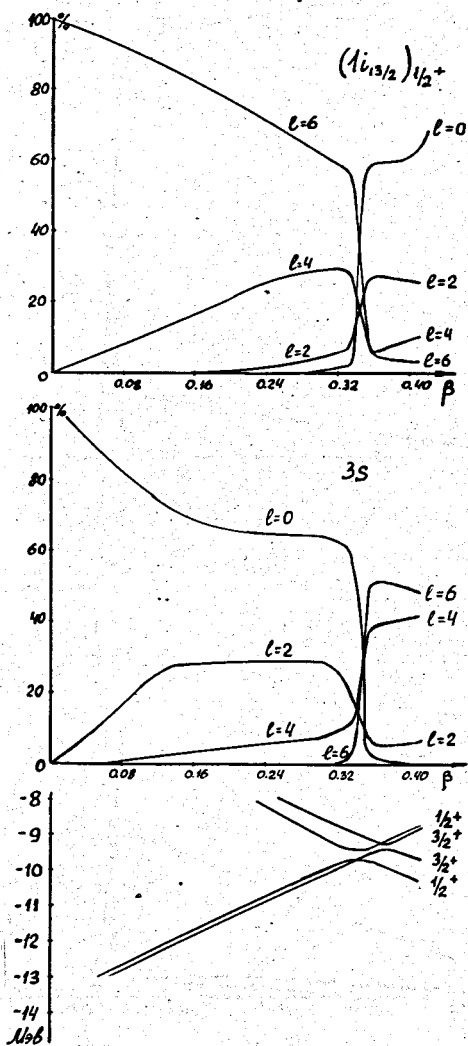


Рис. 2. Структура " квазипересекающихся " состояний $(11_{13/2})_{1/2}^+$ и $3s$ в зависимости от деформации.

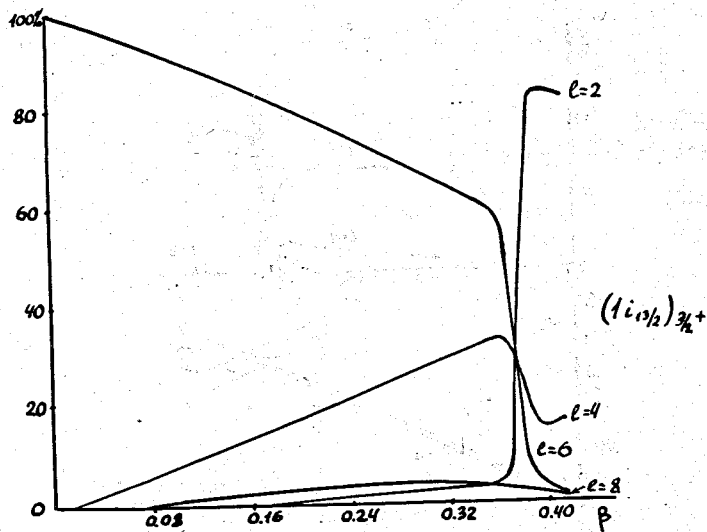
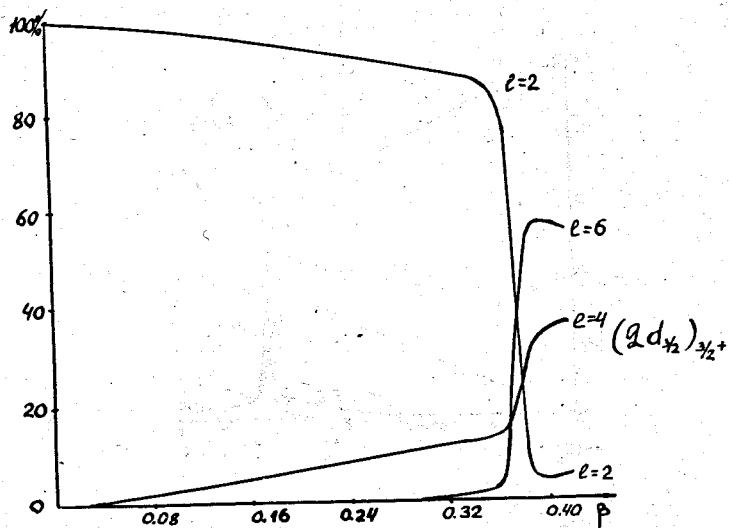


Рис. 3. Структура "квазипересекающихся" состояний $(1i_{3/2})_{3/2}$ и $(2d_{3/2})_{3/2}$ в зависимости от деформации.