

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



A-941

4/11-77  
P4 - 10497

2498/2-77

Г.Н.Афанасьев, В.М.Шилов

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОМЕНТОВ  
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ИЗОТОПАХ ОЛОВА

**1977**

P4 - 10497

Г.Н.Афанасьев, В.М.Шилов

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОМЕНТОВ  
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ИЗОТОПАХ ОЛОВА**

*Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./*

Распределение электрических моментов в четно-четных  
изотопах олова

В рамках модели с парным и мультипольным взаимодействиями рассчитаны переходные плотности и неупругие электронные формфакторы для ядер  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Sn}$  и  $^{124}\text{Sn}$ . Для ядра  $^{116}\text{Sn}$  исследовались изменения этих величин при различных наборах параметров теории. Приводится сравнение с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

The Distribution of the Electrical Moments in  
the Even-even Sn Isotopes

The transition densities and inelastic electron form factors have been calculated for the  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Sn}$  and  $^{124}\text{Sn}$  nuclei using the standard model with pairing and multipole-multipole forces. We studied also the sensitivity of the transition densities and form factors to the variation of the theory parameters. The comparison with experimental data is presented.

The investigation has been performed in the Laboratory of Theoretical Physics.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

1. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы в рамках стандартной модели с парным и мультипольным взаимодействиями /1/ описать неупругое рассеяние электронов с возбуждением нижайших квадрупольных состояний в четных изотопах олова:  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Sn}$  и  $^{124}\text{Sn}$ .

Прежде всего заметим, что весь процесс неупругого рассеяния электронов полностью описывается так называемыми переходными плотностями, которые можно рассчитать в рамках микроскопической модели.

Переходная плотность, отвечающая возбуждению уровня с угловым моментом  $L$ , имеет вид

$$\rho_L(r) = \langle \psi_f | \hat{Q}_L | \psi_i \rangle. \quad /1/$$

Здесь:  $\hat{Q}_{LM}$  - оператор мультипольного момента

$$\hat{Q}_{LM} = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | Q_{LM} | \beta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} \quad /2/$$

$$Q_{LM} = \sum_{i=1}^{\Lambda} \frac{1}{r^2} \delta(r-r_i) e_i^{\text{eff}} \quad /2a/$$

$\psi_i$ ,  $\psi_f$  - ядерные волновые функции, отвечающие начальному /в данном случае основному/ и конечному /возбужденному/ состояниям. Суммирование в /2/ ведется по состояниям одночастичной схемы.

2. Ядерная модель входит посредством функций  $\psi_i$  и  $\psi_f$ . В рассматриваемой модели основное состояние является фононным вакуумом, а возбужденные получают действием на основное состояние оператором рождения фонона.

Оператор  $\hat{Q}_{LM}$ , входящий в уравнение /1/, может быть выражен в приближении хаотических фаз (RPA) через операторы фононов. В результате получаем

$$\rho_{1.}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \sum_{r=n,p} e^{i\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}'} \frac{1}{\sqrt{2Y_r}} \sum_{j_1 j_2} R_{j_1}(\mathbf{r}) R_{j_2}(\mathbf{r}') \langle j_1 | Y_L | j_2 \rangle u_{j_1 j_2} \times$$

$$\times (\psi_{j_1 j_2}^L + \phi_{j_1 j_2}^L) = \rho_{1.}^n(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}'} + \rho_{1.}^p(\mathbf{r}) (1 + e^{i\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}'}), \quad /3/$$

где  $u_{j_1 j_2}$  есть следующая квадратичная комбинация коэффициентов  $UV$ -преобразования

$$u_{j_1 j_2} = u_{j_1} v_{j_2} + v_{j_1} u_{j_2},$$

$R_{nlj}(\mathbf{r})$  - радиальные одночастичные волновые функции,

наконец,  $\psi_{j_1 j_2}^L$  и  $\phi_{j_1 j_2}^L$  - коэффициенты перехода от

двухквазичастичных операторов к операторам фононов /обозначения те же самые, что и в работе /1/ за

исключением того, что из  $\psi_{j_1 j_2}^L$  и  $\phi_{j_1 j_2}^L$  мы явно выделили нормировочный множитель  $1/\sqrt{Y_r}$  /.

3. Формфакторы неупругого рассеяния электронов получены в рамках метода искаженных волн /2/ с зарядовой переходной плотностью, полученной из  $\rho_{1.}(\mathbf{r})$  сверткой с гауссовской функцией, учитывающей распределение заряда в протоне

$$\rho_{1.}^{ch}(\mathbf{r}) = \int \rho_{1.}(\mathbf{r}') \rho_{ch}^p(\mathbf{r}-\mathbf{r}') d^3r'$$

В расчетах мы использовали одночастичные волновые функции потенциала Вудса-Саксона. Параметры потенциала и величины спаривательных констант взяты из работы /3/. Мы учитывали как изоскалярные, так и изовекторные компоненты эффективных мультиполь-мультипольных сил. Для изовекторной константы мы рассмотрели два значения:  $\kappa_1 = 0$  и  $\kappa_1 = -1,5\kappa_0$  /последнее исполь-

зуются в деформированных ядрах <sup>4/</sup> /. В обоих случаях величина изоскалярной константы подбиралась по положению первого возбужденного коллективного уровня. Зависимость переходной плотности для этого уровня от параметра  $\kappa_1$  содержится лишь в нормировочных множителях  $1/\sqrt{Y_r}$ . Таким образом, при нулевом эффективном заряде  $e^{eff} = 0$  форма переходной плотности, а следовательно, и форма неупругого дифференциального сечения не зависят от включения изовекторных сил. Ненулевой эффективный заряд выбирается обычно в том случае, когда при расчетах используют ограниченный базис одночастичных волновых функций. В этом случае величина эффективного заряда выбирается из условия совпадения вычисленной приведенной вероятности электромагнитного перехода

$$B(EL) = \left| \int \rho_L(r) r^{L+2} dr \right|^2$$

с экспериментальной. При использовании достаточно полного одночастичного базиса /с учетом всех связанных и квазистационарных уровней в потенциале Вудса-Саксона/ экспериментальное значение приведенной вероятности получается при  $e^{eff} = 0$  <sup>4/</sup>.

4. На *рис. 1* представлены экспериментальные <sup>5/</sup> и вычисленные формфакторы для случая  $\kappa_1 = 0$  /учитывались только все связанные уровни одночастичного базиса/. Здесь правильная нормировка сечения достигается при эффективном заряде, равном  $e^{eff} = 0,4-0,6$  для различных изотопов олова. На левой части *рис. 2* представлен набор различных переходных плотностей, на правой - соответствующие им формфакторы для ядра <sup>116</sup>Sn. На *рис. 2a* штриховой линией показана протонная переходная плотность  $\rho_L^p(r)$ , штрих-пунктирной - нейтронная  $\rho_L^n(r)$  и сплошной линией - суммарная переходная плотность с эффективным зарядом  $e^{eff} = 0,57$ , а также и соответствующий ей формфактор. Видно, что при таком выборе параметров переходная плотность для протонов значительно меньше нейтронной переходной плотности и, следовательно, суммарная переходная плотность для  $e^{eff} = 0,57$  в основном определяется

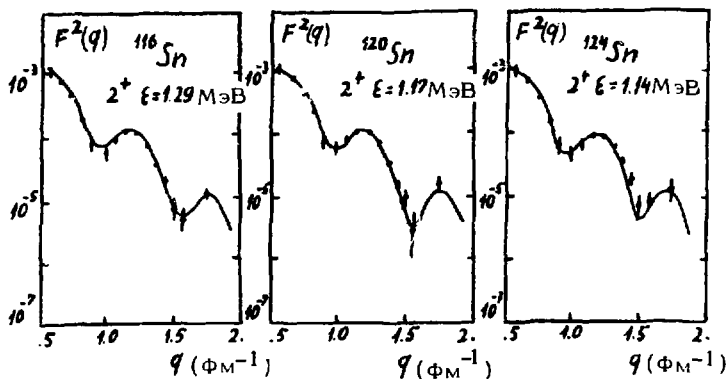


Рис. 1. Экспериментальные <sup>5</sup> и рассчитанные формфакторы неупругого рассеяния электронов с энергией 209 МэВ для случая, когда учитывались только связанные состояния одночастичного базиса и  $\kappa_1 = 0$ .

вкладом нейтронов. Для всех рассматриваемых ядер получено прекрасное согласие с экспериментом, тем не менее столь большой вклад нейтронов в зарядовую переходную плотность вызывает чувство неудовлетворения.

На рис. 2б сплошной линией показаны переходная плотность и формфактор при  $e^{eff} = 0$ . Остальные параметры остались прежними, следовательно, полученная переходная плотность совпадает с протонной переходной плотностью, изображенной на рис. 2а. Штриховой линией на рис. 2б показан формфактор, умноженный на 19. Мы видим, что наблюдается расхождение с экспериментом не только в нормировке, но и в зависимости формфактора от переданного импульса  $q$ . Включение изовекторных сил для этого случая уменьшает необходимый нормировочный множитель до 4,4, но не меняет, как было показано в п.3, формы углового распределения.

5. Мы также исследовали зависимость переходной плотности и формфакторов от изменения количества

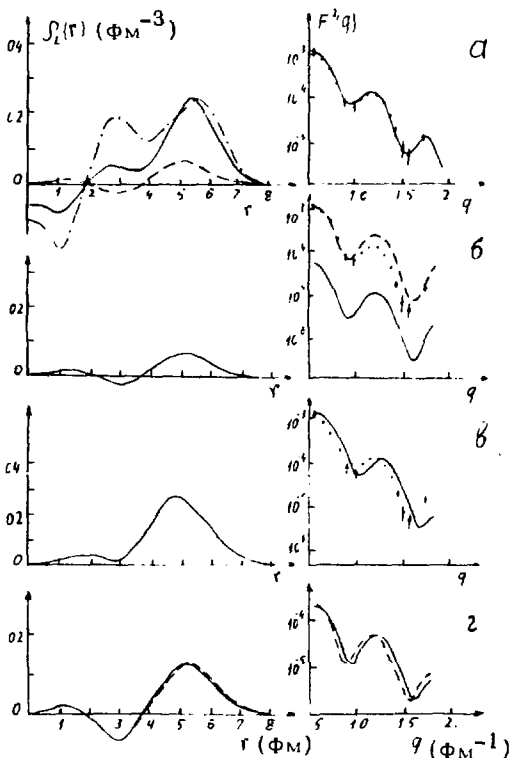


Рис. 2. Переходные плотности и соответствующие им формфакторы для ядра  $^{116}\text{Sn}$  при различных значениях параметров теории.

учитываемых уровней одночастичного базиса. На рис. 2в представлены переходная плотность и формфактор для случая, когда  $e^{\text{eff}} = 0$ ,  $\kappa_1 = -1,5\kappa_0$  и учтены также квазистационарные состояния одночастичного базиса вплоть до энергии 17,5 МэВ.

При увеличении количества учитываемых уровней переходная плотность претерпевает следующие измене-



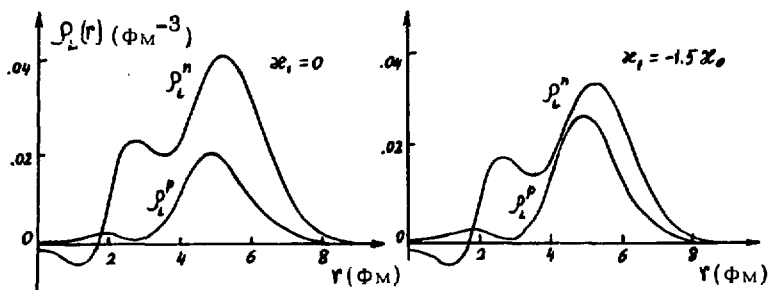


Рис. 3. Протонная и нейтронная переходные плотности при различных значениях изовекторной константы мультиполь-мультипольных сил.

ния. Во-первых, осцилляции во внутренней области ядра значительно уменьшаются, переходная плотность приближается к своему гидродинамическому пределу, т.е. к модели Гасси <sup>6/</sup>, широко используемой для описания экспериментальных данных по неупругому рассеянию электронов. В этой модели переходная плотность имеет один максимум на границе ядра. Это связано с тем, что коллективное движение, отвечающее  $E_L$ -переходу, сосредоточено в этой модели в поверхностной области ядра. Во-вторых, в этом случае нет необходимости для согласования с экспериментом умножать вычисленные дифференциальные сечения на произвольный множитель, как это было сделано в п.4. При выключении изовекторной константы абсолютная величина сечения уменьшается в 4,65 раза, что подчеркивает необходимость как изоскалярных, так и изовекторных сил. В-третьих, максимум переходной плотности сместился в сторону меньших расстояний, что привело к смещению формфактора в сторону больших переданных импульсов. Аналогичные результаты получены и для других изотопов олова.

Сдвиг вычисленных угловых распределений относительно экспериментальных можно попытаться устранить изменением параметров одночастичной схемы. В случае, когда учитываются только связанные состояния одно-

частичного базиса, мы рассмотрели зависимость переходной плотности и формфактора от изменения радиального параметра  $r_0$  для протонов в потенциале Вудса-Саксона. На рис. 22 сплошной и штриховой линиями представлены результаты расчетов при  $r_0 = 1,24$  /использованном во всех предыдущих случаях/ и  $r_0 = 1,28$  соответственно. Видно, что такое изменение параметра сдвигает формфактор в нужную сторону. Отметим также, что при изменении  $r_0$  среднеквадратичный зарядовый радиус увеличивается с  $4,60$  Фм до  $4,67$  Фм, что ближе к экспериментальному значению  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 4,673 \pm 0,016$  Фм<sup>17</sup>.

6. Интересно сравнить протонную и нейтронную переходные плотности в зависимости от соотношения изоскалярной и изовекторной констант. В левой части рис. 3 представлены протонная и нейтронная переходные плотности при  $\kappa_1 = 0$ , а в правой части - при  $\kappa_1 = -1,5\kappa_0$ . Констатируем, что при  $\kappa_1 = 0$  нейтронная переходная плотность существенно превышает протонную. При  $\kappa_1 = -1,5\kappa_0$  различие указанных плотностей значительно меньше. При эффективном заряде, равном нулю, такое уменьшение нейтронной переходной плотности незначительно при рассеянии электронов, но это будет иметь заметный эффект при рассеянии сильно взаимодействующих частиц /например, протонов/. Протонная и нейтронная переходные плотности определяют вклад протонов и нейтронов в вероятности возбуждения коллективных уровней. В работе<sup>18</sup> было показано, что нейтроны и протоны вносят примерно одинаковый вклад в вероятности возбуждения уровня, что является еще одним аргументом в пользу введения изовекторных сил.

7. Подводя итоги, заключаем, что неупругое рассеяние электронов является хорошим тестом той или иной ядерной модели и позволяет проверить ее в одной точке, как для случая вероятностей EL-переходов, так и для широкой области значений переданного импульса.

Относительно модели, использованной в данной работе, можно сделать вывод о том, что для правильного описания нижайших квадрупольных уровней в ядрах с

замкнутой протонной оболочкой необходимо учитывать в расчетах большое количество одночастичных уровней среднего поля и также включать в рассмотрение как изоскалярные, так и изовекторные мультиполь-мультипольные силы.

Авторы благодарны профессору В.Г.Соповьеву за интерес к работе, а также А.И.Вдовину и Ч.Стоянову за полезные обсуждения.

#### *Литература*

1. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, М., Наука, 1971.
2. Tuan S.T., Wright L.E., Onley D.S. Nucl. Instr. and Meth., 1968, 60, p.70.
3. Вдовин А.И., Стоянов Ч. Изв. АН СССР /сер. физ./, 1974, 38, с.2604.
4. Kyrchev G., Malov L.A., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. JINR, E4-9962, Dubna, 1976.
5. Phan-Xuan-Ho, Bellicard J., Sick I. Nucl. Phys., 1973, A210, p.189.
6. Tassie L.J. Austral. J.Phys., 1956, 9, p.407.
7. Литвиненко А.С., Шевченко Н.Г., Буки А.Ю. и др. ЯФ, 1971, 14, 479.
9. Афанасьев Г.Н., Гальперин А.Г., Шилов В.М. ОИЯИ, E4-10495, Дубна, 1977.

*Рукопись поступила в издательский отдел  
15 марта 1977 года.*