Доклады Академии наук СССР
1955. Том 100, № 1

ФИЗИКА

Д. ИВАНЕНКО, Н. КОЛЕСНИКОВ и С. ЛАРИН

ЗАМЕЧАНИЯ К МОДЕЛИ ЯДРА

(Представлено академиком А. А. Лебедевым 27 IX 1954)

Представление о заполнении нуклеонами оболочек в ядрах привело к обнаружению ряда периодичностей в ядерных свойствах уже в середине 30-х годов (1). Однако эти представления были оставлены в пользу капельной модели ядра, успешно объяснившей деление ядер и другие процессы, связанные с возбужденными состояниями ядер. К концу 40-х годов модель оболочек, сумевшая объяснить ход спинов и т. д., завоевала признание*. В настоящее время делаются новые попытки установления модели, способной объяснить совокупность известных данных о ядрах. В частности, коллективная модель (2), близкая к капельной и вместе с тем являющаяся поправкой к оболочечной модели и делающая ударение на роли поверхностных деформаций, оказалась способной истолковать квадрупольные моменты. Мы хотим подчеркнуть, что эти модели не в состоянии дать объяснение ряду характеристик ядер, относящихся, главным образом, к основным и слабо возбужденным состояниям.

1. Действительно, модель оболочек встречает трудности в объяснении низших возбужденных уровней некоторых легких ядер, таких, как O^{16}, Li^7 ([16]). Первые четыре возбужденных уровня O^{16} соответствуют вращательным и вибрационным уровням (в модели тетраэдра из α-частиц) (3). Модель дает правильные спины, четности и порядок уровней, а также близкое совпадение положения некоторых уровней.

2. Рассмотрим теперь зеркальные ядра 1-го порядка, т. е. изобарные ядра с $N - Z = \pm 1$ (например, O^{15} и N^{15}), и зеркальные ядра 2-го порядка, или изобарные ядра с $N - Z = \pm 2$ (например, O^{14} и C^{14}). Эмпирические значения разностей кулоновских энергий зеркальных ядер 2-го порядка оказываются заметно больше (до ~ 1 Мэв при $A > 20$, например, при $A = 24$, 28, 40) тех значений, которые можно было бы ожидать, применяя параметры распределения плотности нуклеонов, которые соответствуют эмпирическим данным по зеркальным ядрам 1-го порядка, при использовании модели независимых частиц (см. рис. 1). Однако противоречие исчезает, если ввести предположение об образовании в зеркальных ядрах 2-го порядка групп из 2 или 4 частиц. При этом приходится исключить образования типа H^3 или He^3, так как разности кулоновских энергий зеркальных изобар типа $A = 4n + 3$, с одной стороны, и типа $A = 4n + 1$, с другой, ложатся на одну кривую (рис. 1), т. е. не отличаются друг от друга.

На рис. 1 представлены разности кулоновских энергий зеркальных ядер. Кривая *I* изображает гладкую зависимость значений

* Отметим, что, кроме главных «магических» чисел нейтронов и протонов 2, 8, 20, 50, 82, 126, в отношении ряда свойств выделяются, правда, менее резко, числа $N = 28$, 34, 56 (?), 64, 88, 100, 152; $Z = 14$, 28 (?), 34, 40, 70 (?), 78 (?).

($E_{\beta_+} + 1{,}02$) Мэв (точки *а*) от A, где E_{β_+} — верхние границы β-спектров. Кривая *II* дает разности кулоновских энергий зеркальных ядер 1-го порядка $\Delta_1 E_c = E_{\beta_+} + 1{,}77$. Разности кулоновских энергий зеркальных изобар 2-го порядка M^{2Z}_{Z+1} и M^{2Z}_{Z-1}, вычисленные по энергиям β-распада (точки *б*), соединены гладкой кривой *III*. Кривая *IV* изображает удвоенные значения, даваемые кривой *II*, ибо $\Delta_2 E_c = 2\Delta_1 E_c$.

3. Статистический анализ реакций показывает, что одновременное испускание двух нейтронов происходит чаще по сравнению с их последовательным испусканием, чем это следует по теории испарения независимых нуклеонов([4]). Поэтому представляется правдоподобным существование системы типа бинейтрона в некоторых ядрах ([4]). Следует отметить аномально большую вероятность фоторасщепления ряда ядер (C^{12}, O^{16} и др.) с испусканием α-частиц ([5]). Особенно характерной является реакция $O^{16} + \gamma \to 4\alpha$. Отметим также факт более частого вылета α-частиц из возбужденных ядер, чем это следует по статистической теории ([6]).

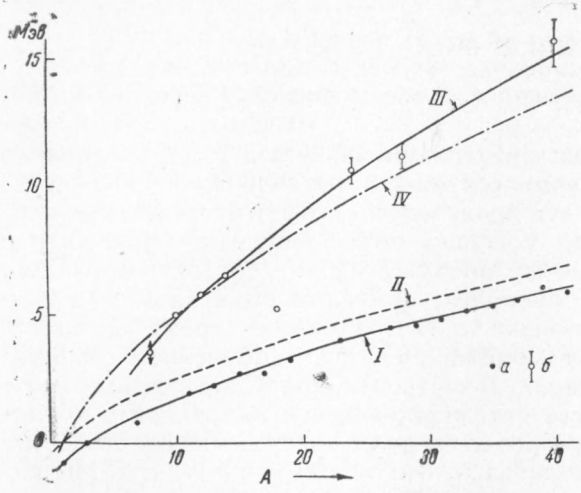


Рис. 1

4. Некоторые авторы ([7]) считают, что аномалии в энергиях β-переходов в четных изобарах ($A = 56$, 60, 90) можно объяснить образованием α-частицы у одного из ядер-изобар в результате β-переходов.

5. Модель оболочек не дает полного объяснения эффекта четности.

6. Интересным аргументом в пользу α-частичной модели ядер является факт приблизительного постоянства энергии, приходящейся на одну α-связь для легких четно-четных ядер, рассматриваемых как система α-частиц ([8]).

Любопытным является отмеченный уже давно факт большей вероятности α-распада четно-четных ядер по сравнению с нечетными ([13]) (при прочих равных условиях), что неправдоподобно связывать с относительным увеличением радиусов, которые, напротив, у четно-четных ядер относительно уменьшены. Объяснение заключается в более благоприятных условиях для образования α-частиц у четно-четных ядер, где имеется требуемое для образования α-частицы число нуклеонов, находящихся в одинаковых квантовых состояниях.

7. Подчеркнем, что в настоящее время в теории ядра обсуждаются многочастичные силы ([9]), связанные с возможностью взаимодействия нуклеонов одновременно с несколькими мезонами ([10]). Эти силы приводят к отталкиванию в случае нечетного и притяжению в случае четного числа частиц, содействуя тем самым образованию ассоциаций из четного числа нуклеонов типа бичастиц и α-частиц. Интересно отметить, что подсчет энергий связи легчайших ядер (H^3, He^3, He^4) показывает, что вычисленные значения энергий связи несколько выше для H^3 и He^3 и ниже для He^4 ([11]). Это свидетельствует, повидимому, о наличии упомянутых выше многочастичных сил.

Перечисленные здесь и некоторые другие данные могут быть объяснены такой модификацией модели оболочек, в которой нуклеоны

участвуют одновременно как в движении по квазиатомным орбитам, так и в движениях ассоциаций из 2, 4 и т. д. нуклеонов, волновые функции которых сильно пространственно коррелированы. Движение α-частиц и других групп должно при этом происходить без существенного нарушения оболочечной структуры, хотя может иметь место обмен нуклеонами между отдельными оболочками и между самими группами. Подобные ассоциации вследствие последнего обстоятельства имеют флуктуационный характер.

Следует отметить, что аргументы в пользу существования α-частиц не предполагают их наличия в максимальном числе. Напротив, ряд соображений с определенностью указывает на то, что часть их оказывается диссоциированной, причем максимально допустимое число их относительно уменьшается у тяжелых ядер ([12]). Основанием для невозможности образования полного числа α-частиц служит, наряду с прочим, пространственное несовпадение распределения протонов и нейтронов.

В рамках оболочечной структуры внутри каждой оболочки по крайней мере часть нуклеонов будет сгруппирована в ассоциации из 2 и 4 частиц (см. также ([14])). Что касается ассоциаций из 4 частиц, то из-за более короткого радиуса действия 4-частичных сил энергетически более выгодными будут α-частицы, в которых 2 нейтрона и 2 протона могут находиться в одинаковых пространственных состояниях.

В большинстве случаев искажения одночастичных волновых функций модели оболочек не будут велики, и процент ассоциации нуклеонов в α-группы незначителен. Однако в некоторых случаях (например, O^{16}) энергетическая выгодность α-групп может стать настолько большой, что нуклеоны будут преимущественно группироваться в α-частицы, переходя при этом в низшие одночастичные состояния.

Несколько аналогично тому, как коллективная модель уточняет оболочечную модель главным образом в области тяжелых ядер, предлагаемая модификация относится в особенности к легким ядрам. Она позволяет предсказать некоторые новые эффекты. В частности, можно указать на возможность существования 2- и 4-частичных уровней, особенно в области легких ядер, где ассоциации будут более резко выражены и будут конкурировать с чисто оболочечной структурой. Магнитный момент некоторых ядер может тогда быть обусловлен движением группы частиц в поле остова. Например, магнитный момент Li^6, примерно равный магнитному моменту дейтерона ([15]), обязан, повидимому, значительной примеси α-частичного и дейтеронного состояний к одночастичным состояниям. Можно также интерпретировать спин этого ядра как обязанный спину d-ассоциации и равный единице. Заметим, что модель оболочек не дает однозначного объяснения спина Li^6. Можно попытаться истолковать спин ядра Na^{23} ($^3/_2$, отрицательная четность, p-состояние), который тоже не может быть понят на основе простой модели оболочек. Предполагая, что 8 нейтронов и 8 протонов в состояниях $(1s)$ и $(2p)$ образуют α-ассоциации, а остальные нуклеоны заполняют одночастичные уровни (так что нечетный протон находится в $p_{^1/_2}$-состоянии), мы приходим к спину $^3/_2$ и правильной четности основного состояния Na^{23}.

Таким образом, впредь до выяснения закона ядерных сил, можно представить себе следующую модель ядра (в основном и слабо возбужденных состояниях).

1) Нуклеоны в ядрах движутся в основном независимо; заполнение уровней и оболочек определяется средним самосогласованным потенциалом поля нуклеонов. 2) Поправкой к этому следует рассматривать капельно-коллективные движения, связанные, главным образом, с деформациями. 3) Дополнительной поправкой является учет некоторого числа внутриядерных групп типа α-частиц, бичастиц и т. д.

На основании подобных представлений волновая функция ядра может быть представлена в виде

$$\Psi = a\Psi^{(\text{п, р})} + b\Psi^{(\text{пп, рр, пр})} + c\Psi^{(\alpha)},$$

где $\Psi^{(\text{п, р})}$ — антисимметризованная волновая функция независимых нуклеонов, соответствующая (jj)-, или (LS)-модели, или смеси их ([16]); $\Psi^{(\text{пп, рр, пр})}$ — функция ассоциаций типа бинейтронов, бипротонов и дейтеронов; $\Psi^{(\alpha)}$ — функция α-ассоциаций; a, b и c — коэффициенты, постоянные для данного ядра и меняющиеся от ядра к ядру.

При учете указанных обстоятельств в обычной формуле для энергии связи ядра появятся дополнительные члены, обусловленные энергией деформации, и члены, учитывающие энергию оболочек и ассоциаций нуклеонов. Тогда общая структура формулы для энергии связи ядер будет иметь вид

$$E = E_0 + \Delta E_{\text{def}} + \sum_i \varepsilon_i (Z - Z_i,\ N - N_i) + (\zeta_\alpha Z + \zeta_{\text{пп}} N + \zeta_{\text{рр}} Z + \ldots) + \delta.$$

Здесь E_0 — основная часть энергии связи, даваемая формулой Вейцзекера — Бете; ΔE_{def} — поправка на отклонение распределения нуклеонов от сферической симметрии; $\varepsilon_i (Z - Z_i,\ N - N_i)$ — энергия i-й оболочки ([17]); $\zeta_\alpha Z$, $\zeta_{\text{пп}} N$, $\zeta_{\text{рр}} Z$, ... — энергии внутриядерных α-ассоциаций бинейтронов, бипротонов и т. д., соответственно (ζ_α, $\zeta_{\text{пп}}$, $\zeta_{\text{рр}}$, ... — медленно меняющиеся функции A и Z); δ — поправка на четность.

Следует подчеркнуть, что, как было выяснено одним из нас на основе эмпирических данных по энергиям β-распада, поправка на четность δ может быть записана в виде:

$$\delta = \begin{cases} \Delta(A), & A \text{ четное, } Z \text{ четное;} \\ 0 & A \text{ нечетное;} \\ -\Delta(A), & A \text{ четное, } Z \text{ нечетное.} \end{cases}$$

При этом $\Delta(A)$ оказывается различной для ядер типа $A = 4n$ и $A = 4n + 2$, так что

$$\Delta(A) = \begin{cases} \dfrac{45{,}1}{A^{3/4}} \text{ Мэв}, & A = 4n,\ A \leqslant 40; \\ \left(1{,}0 + \dfrac{5{,}4}{A^{1/2}}\right) \text{Мэв}, & A = 4n + 2. \end{cases}$$

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
11 VI 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Д. Иваненко, Е. Гапон, Naturwiss., **20**, 792 (1932); W. Elsasser, J. de Phys. et le Rad., **5**, 389, 635 (1934). [2] A. Bohr, Phys. Rev., **81**, 134 (1951); Kgl. Danske Vidensk. Selsk., Mat. Fys. Medd., **26**, No. 14 (1952). [3] D. M. Dennison, Phys. Rev., **57**, 454 (1940); J. Seed, A. French, Phys. Rev., **88**, 1007 (1952). [4] В. Чердынцев, Изв. АН Каз.ССР, **3**, отд. вып. (1948); S. Ghoshal, Phys. Rev., **73**, 417 (1948). [5] F. K. Goward, J. J. Wilkins, Proc. Phys. Soc., A **65**, 671 (1951). [6] U. Camerini, W. O. Lock, D. H. Perkins, Progress in Cosmic Ray Physics, Amsterdam, 1951. [7] R. Bouchel, J. Robert, T. Tobaliam, J. de Phys. et le Rad., **12**, 281 (1953). [8] W. Wefelmeier, Zs. f. Phys., **107**, 332 (1937). [9] S. Drell, K. Huang, Phys. Rev., **91**, 1527 (1953). [10] Д. Иваненко, В. Лебедев, ДАН, **80**, 357 (1951). [11] R. Pease, H. Feshbach, Phys. Rev., **88**, 945 (1952). [12] Я. Френкель, В. Чердынцев, ЖЭТФ, **9**, 1 (1939). [13] I. Perlman, G. Seaborg, A. Ghiorso, Phys. Rev., **77**, 26 (1950). [14] М. А. Левитская, ДАН, **55**, 399 (1947); Тр. Воронежск. гос. унив., **15** и **16** (1949). [15] И. Вашнадзе, Г. Чилашвили, ЖЭТФ, **26**, 254 (1954). [16] D. R. Inglis, Rev. Mod. Phys., **25**, 390 (1953). [17] Д. Иваненко, Н. Колесников, ДАН, **89**, 253 (1953); A. Wapstra, Physica, **18**, 83 (1952).