

## О ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЯХ АТОМНЫХ ЯДЕР

*М.Я. Амусья*

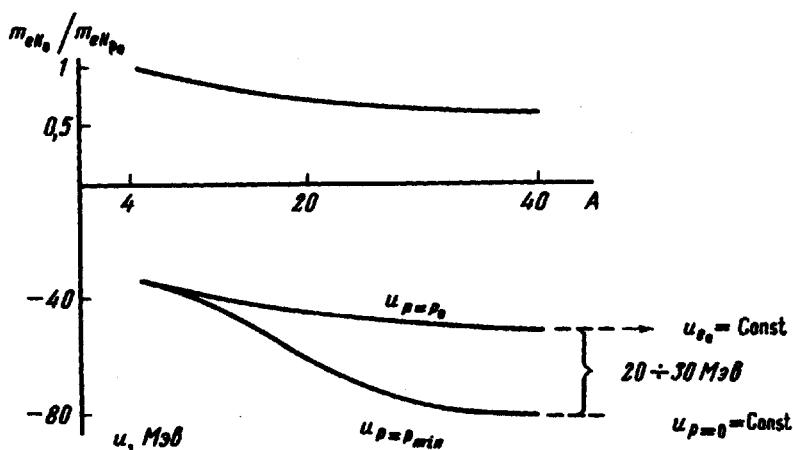
Проводимые в последнее время опыты по неупругому рассеянию электронов [1] и протонов [2] на ядрах позволили обнаружить высоковозбужденные резонансные состояния ядер. Была сделана попытка интерпретировать результаты этих опытов в рамках обычной оболочечной модели [1-3], считая, что указанные резонансы соответствуют возбуждению внутренних оболочек. При этом, однако, оказалось, что энергия  $1S^{1/2}$ ,  $1P^{1/2}$ ,  $1P^{3/2}$  уровней увеличивается с ростом атомного веса так, что для  $1S^{1/2}$  достигает 40 Мэв для  $A = 16$  и 60-80 Мэв — для  $A = 40$  [1,2]. Это находится в противоречии с обычной оболочечной моделью, согласно которой глубина потенциальной ямы порядка 45-55 Мэв, а следовательно, энергия любого уровня должна быть меньше этой величины.

Цель настоящей работы — в изложении возможного разрешения этого противоречия.

Уместно напомнить, что согласно современной теории многих тел, в системе взаимодействующих ферми-частиц, в окрестности поверхности Ферми существует так называемая одноквазичастичная ветвь спектра. Возбуждения — квазичастицы — ведут себя подобно системе невзаимодействующих частиц, движущихся в некотором среднем самосогласованном поле. Указанное поле вообще говоря нелокально.

Согласно изложенной точке зрения оболочечная модель описывает квазиодночастичный спектр возбуждений системы. Вследствие сильного взаимодействия между нуклонами ядра, не существует в достаточной мере убедительного расчета параметров самосогласованного поля, исходя из сил, действующих между свободными нуклонами. Обычно эти параметры выбираются так, чтобы расчетный спектр низкоэнергетических возбуждений (т.е. возбуждений у поверхности Ферми) совпадал с экспериментально-наблюдаемым. Оказывается, что глубина потенциальной ямы должна, по крайней мере для средних и тяжелых ядер, приниматься равной  $50 \div 55$  Мэв, радиус ее примерно равен радиусу ядра  $R = r_0 A^{1/3}$ , а нелокальностью можно пренебречь. Таким образом, по определению, принятая потенциальная яма должна описывать лишь спектр низколежащих возбуждений, а вовсе не положение глубоких уров-

ней ядра, далеко отстоящих от поверхности Ферми. Чтобы найти положение глубоких уровней, следует определить квазиодночастичный потенциал не у поверхности Ферми, а вдали от нее. Здесь также едва ли возможно провести вычисление параметров потенциала в должной мере убедительно. Поэтому следующее ниже претендует лишь на роль наводящих качественных соображений.



Наиболее глубокий уровень соответствует наименьшему возможному импульсу в ограниченной системе, т.е.  $p_{min} \sim 1/R$ . Уже для  $A > 20$  импульс  $p_{min}$  существенно меньше  $p_0$ -импульса Ферми, связанного со средней плотностью ядерного вещества  $\rho$  соотношением  $\rho = 2p_0^3/3\pi^2$  (мы пользуемся системой единиц  $\hbar = m_{нукл} = 1$ , энергия — в мегаэлектронвольтах). Далее поэтому будем считать, что импульс нуклона на самом нижнем уровне равен 0. Чтобы выяснить, как меняется само согласованный потенциал при изменении импульса от  $p = p_0$  до  $p = 0$ , рассмотрим прежде всего приближение Хартри — Фока. Вклад хартриевского члена не зависит от импульса. Зависимость обменного члена от импульса определяется радиусом взаимодействия. Если радиус сил заметно больше среднего расстояния между частицами, вклад фоковского члена в окрестности поверхности Ферми в 2 раза меньше, чем при  $p = 0$ . Для сил малого, по сравнению со средним расстоянием, радиуса действия, вклады при  $p = p_0$  и  $p = 0$  близки. Воспользуемся двухпараметровой моделью ядерных сил, согласно которой взаимодействие между нуклонами представляет собой силы притяжения (с учетом обмена) на больших и бесконечно — сильное отталкивание на малых расстоя-

ниях [4]<sup>1)</sup>. В результате элементарного расчета оказывается, что потенциальная яма при  $p = 0$  на  $15 + 20 \text{ Мэв}$  глубже, нежели для  $p = p_0$ . Другая интересная особенность состоит в том, что эффективная масса, характеризующая зависимость потенциала от импульса, заметно различна при  $p = p_0$  и  $p = 0$ . Большинство исследователей на основе анализа оптического потенциала ядер и спектра низкоэнергетических возбуждений сходится на том, что при  $p = p_0$   $m_{eff}$  близко к 1. Этот результат можно понять так, что влияние сил большого радиуса, стремящегося привести к уменьшению  $m_{eff}$  по сравнению с 1 практически полностью компенсируется влиянием короткодействующего отталкивания. При  $p = 0$  указанная компенсация нарушается, так как вклад в  $m_{eff}$  короткодействующего отталкивания существенно меньше, чем при  $p = p_0$ , для длиннодействующего притяжения — больше. В указанной модели  $m_{eff}$  при  $p = 0$  оказывается равным 0,5.

Приведенные выше качественные соображения подтверждаются и существенно более сложным расчетом в приближении Бракнера [5]. Оказалось, что потенциальная яма при  $p = 0$  на  $25 + 30 \text{ Мэв}$  глубже, чем при  $p = p_0$ ,  $m_{eff p_0} = 0,75$ , а  $m_{eff 0} = 0,5$ . К сожалению, применимость приближения Бракнера к ядерному веществу не доказана достаточно основательно, так что приведенные цифры имеет смысл рассматривать лишь как проявление тенденции, состоящей в том, что  $|U_{p_0}| < |U_0|$  и  $m_{eff p_0} > m_{eff 0}$ .

Сомнительно, чтобы какое-либо иное приближение позволило бы очень надежно произвести вычисление  $U_{p=0}$ . По-видимому наиболее целесообразно находить параметры потенциала феноменологически, на основании экспериментально-определяемого положения уровней.

Насыщение ядерных сил, проявляющееся в постоянстве как средней энергии, приходящейся на нуклон, так и внутренней плотности имеет место для ядер с  $A > 16 + 20$  [6]. Начиная примерно с этих же значений  $A$  должны оставаться постоянными глубина потенциальной ямы как у поверхности Ферми, так и для  $p = 0$ . Поэтому для достаточно больших  $A$  энергия  $1S^{1/2}$  уровня должна определяться формулой вида

$$E_{1s} = |U_0| - \frac{p_{min}^2}{2m_{eff 0}}. \quad (7)$$

<sup>1)</sup> Последнее заменяется псевдопотенциалом.

где  $\rho_{min} \sim 1/R \sim A^{-1/3}$ ,  $m_{eff_0}$  — эффективная масса при  $p = 0$ .

Таким образом,  $E_{1s}$  в области средних и тяжелых ядер слабо зависит от  $A$ , поскольку  $|U_0| \gg \rho_{min}/2m_{eff_0}$ . В то же время, для самых легких ядер характерные импульсы нуклонов у поверхности Ферми и в глубине близки, так что для этих ядер потенциальная яма наружных и внутренних нуклонов одинакова, и  $m_{eff}$  близко к 1. На рисунке качественно изображена зависимость  $m_{eff}$  и  $U_{min}$  от  $A$ . Некоторое увеличение  $|U|_{p=p_0}$  связано с тем, что плотность легких ядер несколько меньше, чем средних и тяжелых.

До настоящего времени весьма распространено (особенно среди экспериментаторов) мнение, согласно которому понимание оболочечной модели в терминах квазичастиц не дает в сущности ничего нового. Само отличие квазичастиц от частиц, особенно вследствие  $m_{eff_{p_0}} \sim 1$ , представляется во многом лишь словесным. Если бы предлагаемое объяснение данных опытов [1,2] было правильным, это служило бы весьма убедительным подтверждением справедливости квазичастичного подхода к оболочечной модели.

В заключение благодарю Л.А.Слива и В.Н.Ефимова. Особо признателен Лексину, доклад которого стимулировал написание настоящей работы.

Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
21 мая 1968 г.

### Литература

- [1] U. Amaldi et al. The  $(e, e'p)$  reactions. Тр. Проблемного симпозиума по физике ядра. Тбилиси, апрель 1967, 2.
- [2] M. Rieu.  $(p, 2p)$  reactions and nuclear structure. Тр. Проблемного симпозиума по физике ядра. Тбилиси, апрель 1967, 2.
- [3] T. De Forest. Annals of Physics, 45, 365, 1967.
- [4] М.Я. Амосья. ЖЭТФ, 41, 429, 1961.
- [5] К. Бракнер. Теория ядерной материи. Изд. "Мир", 1964, гл. IV.
- [6] Л. Элтон. Радиусы ядер. ИИЛ, М., 1962, гл. II.