

УДК 539.145

Хтэйн Лин Чжо, В. П. Крайнов

Московский физико-технический институт (государственный университет)

Самосогласованный потенциал для гало-ядра ^{11}Be

Предложена новая модель одночастичного самосогласованного потенциала для гало-ядра ^{11}Be , состоящего из стандартного сферического осцилляторного потенциала и сильного короткодействующего потенциала. Модель позволяет объяснить положения основного и первого возбужденного состояния этого ядра. Сделан вывод о сильной неоднородности плотности ядерной материи в остове ^{10}Be . Она объясняется сильным притяжением нуклонов друг к другу, в результате в центре остова плотность заметно выше, чем на периферии.

Ключевые слова: самосогласованный потенциал, ядерные уровни, атомные ядра, гало-нейтроны.

Htein Lin Kyaw, V. P. Krainov

Moscow Institute of Physics and Technology (State University)

Selfconsistent potential for the halo nucleus ^{11}Be

The new model of a single-particle self-consistent potential for the nucleus ^{11}Be is suggested. It consists of the well-known spherical oscillator potential and a new strong short-range potential. This model allows us to explain the energies of the ground state and the first excited state. The conclusion of the strong nonuniformity of nuclear matter in the nuclear core ^{10}Be has been made. It is explained by the strong mutual attraction of nucleons. As a result, the density of nucleons in the center of the nucleus is much greater than that on the nuclear surface.

Key words: self-consistent potential, nuclear levels, atomic nuclei, halo neutrons.

1. Введение

Типичным примером гало-ядра является ядро ^{11}Be , которое в простейшем приближении можно рассматривать как двухчастичную систему, состоящую из остова ^{10}Be и слабо связанного нейтрона. В этом ядре согласно экспериментальным данным существует два связанных низколежащих состояния. На рис. 1 показаны схема двух уровней ядра ^{11}Be , энергии отделения нейтронов из основного ($1/2^+$) и возбужденного ($1/2^-$) состояний и радиальные волновые функции $\chi(r) = rR(r)$ этих состояний. Волновая функция основного состояния $1s$ показана сплошной линией, а возбужденного состояния $1p$ – пунктирной линией. Энергия возбуждения составляет 320 кэВ. При переходе из возбужденного в основное состояние испускается дипольный $E1$ гамма-квант. А экспериментальная энергия отрыва гало-нейтрона составляет 504 кэВ. Гало-ядро ^{11}Be достаточно хорошо описывается волновой функцией, являющейся произведением волновых функций остова ^{10}Be и внешнего гало-нейтрона. Целый ряд экспериментальных фактов подтверждает, что нуклон, формирующий ядерное гало, слабо влияет на остов ядра.

Нашей задачей является определение самосогласованного потенциала, приводящего к таким значениям и положениям этих уровней. Если взять осцилляторный сферически симметричный самосогласованный потенциал, то в нем 2 нейтрона заполняют $1s$ -оболочку, 6 нейтронов заполняют следующую $2p$ -оболочку. Таким образом, в этой модели ядро ^{11}Be с 7 нейтронами имело бы основное p -состояние, в противоречие с экспериментальными данными. То же можно сказать и для потенциала в виде сферической прямоугольной ямы.

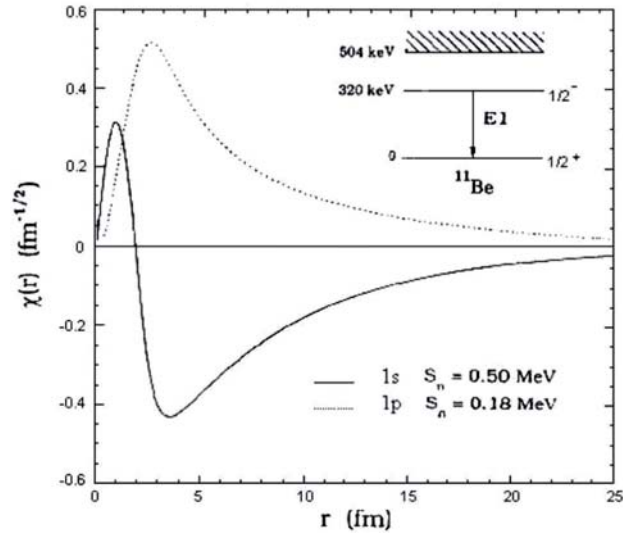


Рис. 1. Схема уровней ядра ^{11}Be , энергии отделения нейтронов из основного ($1/2^+$) и возбужденного ($1/2^-$) состояний, волновые функции $\chi(r) = rR(r)$ основного ($1s$) и первого возбужденного ($1p$) состояний как функции расстояния от центра ядра (в ферми)

Бериллий имеет только один стабильный изотоп ^9Be . Более легкие изотопы $^{5,6}\text{Be}$ находятся вблизи границы протонной стабильности (в них слишком много протонов) и распадаются с испусканием протонов и α -частиц. Легкий изотоп ^7Be распадается в результате захвата электрона. Изотоп ^8Be быстро распадается на две α -частицы. Более тяжелый изотоп ^{10}Be и интересующее нас ядро ^{11}Be распадаются в результате β^- -распада (с испусканием электрона). Громадный период полураспада ядра ^{10}Be составляет $2.5 \cdot 10^6$ лет, что объясняется небольшой энергией β^- -распада и большой разницей в спинах основных состояний начального изотопа ^{10}Be и конечного изотопа ^{10}B . Достаточно большой период полураспада $T_{1/2} = 13.8$ с для гало-ядра ^{11}Be обусловлен сильной перестройкой структуры начального гало-ядра ^{11}Be и конечного обычного ядра ^{11}B .

В различных теоретических работах показано, что волновая функция основного состояния гало-ядра ^{11}Be на 80% состоит из нейтрона, находящегося в $2s_{1/2}$ оболочке, связанного с остовом в состоянии 0^+ и на 20% из $1d_{5/2}$ нейтрона, связанного с колебательным состоянием остова 2^+ . Мы будем пренебрегать этим возбуждением остова. Наша задача состоит в том, чтобы построить достаточно простой потенциал, в котором $2s_{1/2}$ -состояние опустилось бы ниже, чем $1p_{1/2}$ -состояние. Если иметь в виду спин-орбитальный потенциал, то, во-первых, он мал для легких ядер, а во-вторых, наоборот, понижает состояния с большим угловым моментом.

2. Вид самосогласованного потенциала для ядра ^{11}Be

Итак, мы должны добавить к стандартному осцилляторному сферическому потенциалу такой дополнительный потенциал, который бы понизил $2s$ -состояние, но не повлиял бы существенно на $1p$ -состояние. Так как волновые функции s -состояний имеют максимум вблизи начала координат, а волновые функции p -состояний равны нулю в начале координат, то это означает, что мы должны добавить какой-то достаточно простой короткодействующий сферический потенциал для описания ядра ^{11}Be . Мы возьмем также сферическую прямоугольную яму, но с радиусом a , малым по сравнению с радиусом ядра

$$V(r) = \begin{cases} -V_0, & r < 0; \\ 0, & r > 0. \end{cases} \quad (1)$$

С физической точки зрения такой потенциал можно объяснить следующим образом. Гало-нейтрон в состоянии с нулевым орбитальным моментом проводит значительную часть вре-

мени вблизи центра ядерного остова ^{10}Be . Он и притягивает к себе другие нуклоны, образуя повышенную плотность ядерной материи в центре.

3. Энергии состояний

Будем решать задачу по теории возмущений. Невозмущенная энергия $2s$ -состояния равна $E_{2s}^{(0)} = (7/2) \hbar\omega$. Энергия кванта осциллятора равна [1] $\hbar\omega = 40A^{-1/3}$ МэВ. Здесь A – массовое число ядра. Невозмущенная волновая функция $2s$ -состояния сферического осциллятора равна [2]

$$\psi_{2s}^{(0)}(r) = \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\frac{M\omega}{\pi\hbar}\right)^{3/4} \left(\frac{M\omega r^2}{\hbar} - \frac{3}{2}\right) \exp\left(-\frac{M\omega r^2}{2\hbar}\right). \quad (2)$$

В первом порядке теории возмущений сдвиг энергии равен диагональному матричному элементу возмущения, т.е.

$$\Delta E_{2s} = -4\pi V_0 \int_0^a |\psi_{2s}(r)|^2 r^2 dr. \quad (3)$$

Подставляя (2) в (3), приходим к интегралу

$$\begin{aligned} \Delta E_{2s} &= -\frac{8V_0}{3\pi^{1/2}} \int_0^x (u^2 - \frac{3}{2})^2 \exp(-u^2) u^2 du; \quad x = a\sqrt{\frac{M\omega}{\hbar}}. \\ \Delta E_{2s} &= -\frac{2V_0 x^3}{\pi^{1/2}}; \quad x \ll 1. \end{aligned} \quad (4)$$

Теперь обратимся к сдвигу $1p$ -состояния. Невозмущенная энергия $1p$ -состояния равна $E_{1p}^{(0)} = (5/2) \hbar\omega$. Невозмущенная волновая функция $1p$ -состояния сферического осциллятора равна [2] (с $m=0$)

$$\psi_{1p}^{(0)}(r, \theta) = \frac{\sqrt{2}}{\pi^{3/4}} \left(\frac{M\omega}{\hbar}\right)^{5/4} r \exp\left(-\frac{M\omega r^2}{2\hbar}\right) \cos \theta. \quad (5)$$

В первом порядке теории возмущений аналогично получим

$$\begin{aligned} \Delta E_{1p} &= -\frac{8V_0}{3\pi^{1/2}} \int_0^x \exp(-u^2) u^4 du. \\ \Delta E_{1p} &= -\frac{8V_0 x^5}{15\pi^{1/2}}; \quad x \ll 1. \end{aligned} \quad (6)$$

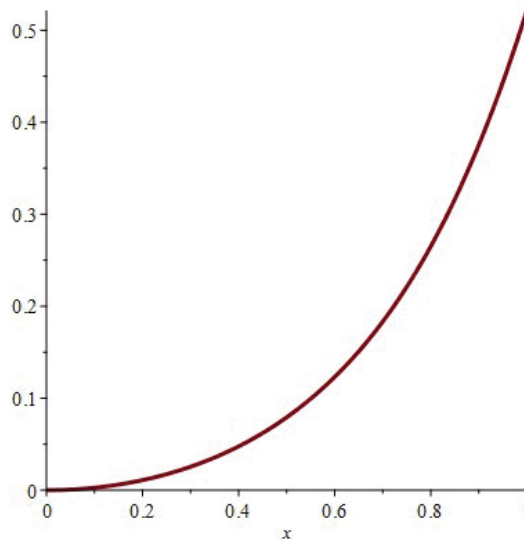


Рис. 2. Отношение $\Delta E_{1p}/\Delta E_{2s}$ как функция параметра x

На рис. 2 показано отношение выражений (6) и (4) в зависимости от безразмерного параметра x . Оно характеризует относительную роль понижения уровня $1p$ по сравнению с понижением уровня $2s$. Видно, что величина x должна быть мала по сравнению с единицей.

4. Численные расчеты

Для ядра ^{11}Be энергия кванта осциллятора равна $\hbar\omega = 18.0$ МэВ. Тогда получаем $\sqrt{\frac{M\hbar\omega}{\hbar^2}} = 66$ 1/ферми. Если взять $a = 0.003$ ферми, то согласно (4) $x = 0.2$. Согласно (4) находим $\Delta E_{2s} = -0.009V_0$, а согласно (6) получим $\Delta E_{1p} = -0.00036V_0$.

Для перестройки оболочки надо, чтобы выполнялось условие

$$\Delta E_{2s} - \Delta E_{1p} = -0.0086V_0 > \hbar\omega. \quad (7)$$

Это достигается, если $V_0 > 200$ МэВ. Тогда энергия $2s$ -состояния становится ниже энергии $1p$ -состояния. Столь большой короткодействующий потенциал может означать неравномерную плотность атомного остова, при которой ядерная плотность в центре значительно больше, чем на периферии ядра.

5. Заключение

Структура экзотического ядра ^{11}Be интенсивно изучается в последнее время [3]. В рамках оболочечной модели ядро ^{11}Be рассматривалось впервые в работе [4]. Другая модель была предложена в работе [5]. В ней предполагалось, что гало-нейтрон сильно поляризует остов и превращает его в сильно вытянутый эллипсоид. Нами предлагается новая модель, в которой к стандартному сферическому осцилляторному потенциалу добавляется сильный короткодействующий притягивающий потенциал. С физической точки зрения он означает, что гало-нейтрон изменяет плотность остова ^{10}Be , так что увеличенная плотность оказывается в центре атомного ядра. Это объясняется тем, что волновая функция основного s -состояния гало-нейтрона сконцентрирована вблизи начала координат.

Литература

1. Крайнов В.П. Лекции по микроскопической теории атомного ядра. М.: Атомиздат, 1973.
2. Давыдов А.С. Квантовая механика. М.: Наука, 1973.
3. Baranco F. [et al.]. Structure and reactions of 11-Be: many-body basis for single-neutron halo // arXiv: 1702.01207v1 [nucl-th]. 2017. P. 1–11.
4. Talmi I. and Unna I. Order of Levels in the Shell Model and Spin of Be-11 // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 4. P. 469–473.
5. Hamamoto I. and Shimoura S. Properties of 12-Be and 11-Be in terms of single-particle motion in deformed potential // J. Phys. G. 2007. V. 34. P. 2715–2722.

References

1. Krainov V.P. Lectures on the microscopic theory of atomic nucleus. Moscow: Atomizdat, 1973. (in Russian).
2. Davydov A.S. Quantum Mechanics. Moscow: Nauka, 1973 (in Russian).
3. Baranco F. et al, Structure and reactions of 11-Be: many-body basis for single-neutron halo. arXiv: 1702.01207v1 [nucl-th]. 2017. P. 1–11.
4. Talmi I. and Unna I. Order of Levels in the Shell Model and Spin of Be-11. Phys. Rev. Lett. 1960. V. 4. P. 469–473.
5. Hamamoto I. and Shimoura S. Properties of 12-Be and 11-Be in terms of single-particle motion in deformed potential. J. Phys. G. 2007. V. 34. P. 2715–2722.

Поступила в редакцию 08.04.2017