

**ВЛИЯНИЕ ОБОЛОЧЕЧНОЙ СТРУКТУРЫ ЯДЕР  
Ca И Ni НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ****Х.Ш.АБДУЛЛАЕВ**

*Исследуется влияние осцилляций пространственной плотности нуклонов в ядрах на поляризацию упруго рассеянных нейтронов. Рассмотрение проведено в рамках метода оболочечных поправок. При расчете волновых функций непрерывного спектра использовалась оптическая модель ядра с обычными параметрами вудс-саксоновского потенциала. Вычисление поляризации выполнено для изотопов кальция и никеля с применением гладкого и осциллирующего потенциалов.*

Эффекты оболочечной структуры ядер играют роль в современной теории ядра. Многие свойства атомных ядер, как например, энергия связи, величина равновесной деформации, вариации распределения плотности нуклонов, пороги деления и др. в значительной степени определяются оболочечной структурой. В настоящее время возможны количественные расчеты оболочечных явлений в связи с так называемым методом оболочечных поправок [1,2]. В этом методе показано, что оболочечные осцилляции энергии связи ядер и другие оболочечные эффекты связаны с осцилляциями пространственной плотности нуклонов. В связи с этим представляет значительный интерес исследование влияния осцилляций плотности нуклонов на другие ядерные свойства, такие, как сечение ядерных реакций, поляризация нуклонов при рассеянии и другие. Здесь речь идет об учете влияния довольно малой величины  $\delta\rho / \bar{\rho}$ , где  $\delta\rho$  вариация плотности с учетом взаимодействия нуклонов, а  $\bar{\rho}$  средняя плотность нуклонов в ядре. В работе [2] на основании модели оболочек была получена оценка для  $\delta\rho^A / \bar{\rho}^A \sim A^{-2/3} \approx 0,03 \div 0,05$ , где  $A$  – массовое число.

Обнаружение влияния такой малой величины на ядерные свойства при рассеянии нуклонов связано с очевидными трудностями, возможность преодоления которых определяется чувствительностью опытов к деталям ядерного взаимодействия и экспериментальной точностью измерений. Поэтому необходимо рассмотреть такое явление, которое бы существенным образом зависело от степени «гладкости» функции распределения плотности нуклонов в ядре. Таким явлением может быть поляризация при рас-

сеянии, поскольку она в значительной степени определяется спин-орбитальным взаимодействием, которое пропорционально градиенту плотности. В зависимости от того считаем ли мы плотность  $\rho(r)$  плавной функцией от  $r$  или сильно осциллирующей, градиент плотности будет сильно отличаться.

Существенные экспериментальные данные по поляризации позволяют обнаружить ряд простых закономерностей, которые сравнительно хорошо описываются в рамках оптической модели ядра. Однако имеются факты, указывающие на отступление от таких простых закономерностей. В ряде случаев было обнаружено значительное изменение угловой зависимости поляризации при переходе от изотопа к изотопу. В других случаях отмечалось увеличение степени поляризации в области очень больших углов рассеяния, где казалось бы, следовало ожидать её уменьшения. Возможно это связано с нерегулярностью  $\delta\rho$ . В свете этих фактов изучение влияния осцилляций пространственной плотности нуклонов в ядре на поляризацию может оказаться весьма полезным для установления более детального вида распределения плотности нуклонов  $\rho(r)$  и остаточного взаимодействия.

В настоящей работе вычисляется поляризации нейтронов, упруго рассеянных на изотопах четно-четных сферических ядер, с учетом осцилляций пространственной плотности нейтронов в объеме ядра. Целью работы является выяснение качественного влияния осцилляций плотности на поляризацию и оценка порядка величины эффекта. Учет осцилляций плотности проведен в рамках метода оболочечных поправок [3]. При расчете волновых функций рассеянных частиц использовалась оптическая модель ядра.

При вычислении поляризации упруго рассеянных нейтронов использовался оптический потенциал вида:

$$V(r, \sigma) = -(1 + i\xi)V(r) + \frac{\chi}{r} \frac{dV(r)}{dr} \vec{\sigma} \vec{L} \quad (1)$$

где  $V(r)$  - потенциал Вудса-Саксона,  $\chi$  - постоянная спин-орбитального взаимодействия,  $\vec{\sigma}$  - матрица Паули для нуклона,  $\vec{L}$  - орбитальный момент количества движения падающего нейтрона и  $\xi$  - отношение мнимой части потенциала к действительной.

При рассеянии неполяризованных нейтронов на потенциале (1) они частично поляризуются. Величина и направление поляризации рассеянных нейтронов характеризуется вектором поляризации [4]:

$$\vec{P}(\theta) = 2\vec{n} \frac{\text{Re}[A(\theta)B(\theta)]}{|A(\theta)|^2 + |B(\theta)|^2} \quad (2)$$

где  $\theta$  - угол рассеяния,  $\vec{n}$  - единичный вектор, перпендикулярный плоскости рассеяния.

Принимая во внимание тот факт, что в операторе потенциальной энергии спин-орбитальный член мал по сравнению с центральной частью, его можно учесть в первом порядке теории возмущения. В этом приближении выражения для величин  $A(\theta)$  и  $B(\theta)$  можно записать в виде:

$$A(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell} (2\ell + 1)(S_{\ell}^0 - 1)P_{\ell}(\cos \theta) \quad (3)$$

$$B(\theta) = \frac{1}{2k} \sum_{\ell} (2\ell + 1)\Delta S_{\ell}^0 P_{\ell}^{(1)}(\cos \theta) \quad (4)$$

Здесь введены обозначения:

$$S_{\ell}^0 = 1 - \frac{2(1 + i\xi)}{ik} \int_0^{\infty} kr j_{\ell}(kr) v(r) R_{\ell}(r) dr; \quad (5)$$

$$\Delta S_{\ell}^0 = \frac{2}{ik} \int_0^{\infty} kr j_{\ell}(kr) \frac{x}{r} \frac{dv(r)}{dr} R_{\ell}(r) dr; \quad (6)$$

где  $v(r) = \frac{2m}{\hbar^2} V(r)$ , а  $\frac{1}{r} R_{\ell}(r)$  - радиальная часть решения уравнения Шредингера с потенциалом  $[-(1 + i\xi)V(r)]$ .

При вычислении интегралов, входящих в (5) и (6) предположим, что потенциал  $V(r)$  пропорционален плотности нуклонов в ядре:

$$V(r) = U_0 \rho(r) \quad (7)$$

Далее, при учете осцилляций пространственной плотности нуклонов, будем следовать методу оболочечных поправок [2]. Согласно этому методу из плотности  $\rho(r)$  следует выделить компоненту плотности  $\bar{\rho}(r)$ , плавно меняющуюся при изменении числа нуклонов в ядре, и компоненту плотности, которая заметно осциллирует при переходе от ядра к ядру  $\delta\rho$ , тогда:

$$\rho(r) = \bar{\rho}(r) + \delta\rho(r) \quad (8)$$

Эти осцилляции плотности ответственны за оболочечные вариации энергий связи ядер, и именно их мы должны учесть при рассмотрении влияния оболочечных эффектов на поляризацию нейтронов при упругом рассеянии на потенциале (1).

Для этого введем плавный и осциллирующий потенциалы, которые определим следующим образом. Будем считать, что плавный потенциал пропорционален «гладкой» компоненте плотности  $\bar{\rho}(r)$ :

$$V(r) = U_0 \bar{\rho}(r) \quad (9)$$

плотность  $\bar{\rho}(r)$  выбираем в форме вудс-саксоновского распределения:

$$\rho_{w,s}(r) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1} \quad (10)$$

Осциллирующий потенциал можно представить в виде:

$$V(r) = V_0 \left[ \rho_{w,s}(r) + \frac{\rho_{w,s}(0)}{\bar{\rho}(0)} \delta\rho(r) \right] \quad (11)$$

где  $\bar{\rho}(0)$  - значение «гладкой» компоненты плотности в центре ядра.

Качественно, осцилляции плотности могут быть рассмотрены с помощью более простой величины  $\delta\rho$ , которая полностью определяется моделью оболочек [5]. Согласно этой модели  $\delta\rho$  дается величиной:

$$\delta\rho = \rho^s - \bar{\rho}^s \quad (12)$$

где  $\rho^s(r)$  - плотность модели оболочек, а  $\bar{\rho}^s(r)$  плотность модели оболочек, усредненная по энергетическому распределению нуклонов.

На опытах измеряется поляризация частиц рассеянных на полном потенциале (11). Если сравнить потенциалы (11) для двух соседних изотопов, то из определения  $\bar{\rho}(r)$  следует, что гладкая компонента этих потенциалов практически одинакова. Поляризация, вычисленная с гладким потенциалом (9), представляет собой среднюю величину одинаковую для всех изотопов данного ядра. Различие потенциалов (11) для соседних изотопов обусловлено наличием осцилляции плотности  $\delta\rho^s$ , которые заметно меняются при переходе от ядра к ядру. Эти осцилляции плотности приводят к отклонению поляризации от среднего значения. Поэтому сравнение угловой зависимости поляризации при рассеянии нейтронов на плавном (9) и осциллирующем (11) потенциалах для ряда изотопов позволяет сделать вполне конкретные выводы о качественном влиянии осцилляции плотности  $\delta\rho^s$  на поляризацию и оценить порядок величины этого эффекта.

Для численных расчетов была использована программа [6], позволяющая вычислить поляризацию по оптической модели ядра. В качестве самосогласованного поля ядра применялся оптический потенциал (1) со следующими параметрами [2]:  $r_0 = 1,27 \text{ fm}$ ,  $a = 0,67 \text{ fm}$ ,  $x = 0,36 \text{ fm}^2$  и  $\xi = 0,2$ ; глубина ямы  $V_0$  вычислялась по формуле [6].

$$V_0 = \frac{1}{A} (22,8N + 80,8Z) \text{ МэВ}$$

Для определения величины  $\rho^s(r)$ ,  $\bar{\rho}^s(r)$  и  $\delta\rho^s$  использовался обычный сферический потенциал модели Вудса-Саксона с теми же параметрами.

Для энергий падающих нейтронов в области от 1 МэВ до 14 МэВ проведены конкретные расчеты поляризации для четно-четных изотопов кальция  ${}_{20}\text{Ca}^{36-48}$  и никеля  ${}_{28}\text{Ni}^{56-64}$ . Как правило наложение осцилляций  $\delta\rho^S$  на гладкий вудс-саксоновский потенциал не приводит к заметному изменению поляризации. Проведенные расчеты показали, что отклонение  $\delta\rho^S$  от гладкого распределения заметно сказывается на поляризацию лишь при определенных энергиях рассеиваемых нейтронов.

Можно ожидать, что эффект будет максимальный при энергиях близких к резонансным значениям, так как в этом случае частица в процессе рассеяния с заметной вероятностью проникает внутрь ядра. При этом рассеяние очень чувствительно к деталям внутренней структуры ядра. Вдали же от резонанса частица испытывает почти полное отражение от поверхности ядра, волновая функция внутри ядра очень мала и детали внутренней структуры не оказывают сколь-нибудь заметное влияние на поведение частицы.

Это предположение подтверждалось проведенным расчетом парциальных сдвигов фаз рассеяния  $\delta(E)$  как функции энергии налетающего нейтрона. Оказалось, что влияние осцилляций пространственной плотности нуклонов в ядрах сильнее всего сказывается на поляризацию в области энергий, где фазы рассеяния резко меняют свое значение на  $\pi$ , т.е. эффект связан с наличием одночастичных квазистационарных состояний.

В настоящей работе мы не пытались подбором параметров оптической модели подогнать наши результаты под экспериментальные значения поляризации. Поэтому приобретает значение тот факт, что условия, при которых эффект достигает значительной величины оказываются независимыми от выбора параметров модели, а связаны с объективным физическим явлением, как существование одночастичных квазистационарных состояний.

Результаты численных расчетов приводят к следующим результатам. Угловая зависимость упруго рассеянных нейтронов с энергией  $E_n = 6 \text{ МэВ}$  на изотопах кальция показывает, что эффект осцилляций плотности особенно заметен в области углов  $60^\circ-80^\circ$  и  $136^\circ-160^\circ$  и составляет  $10\%-40\%$  на больших углах рассеяния. Подобная картина наблюдается также при изменении энергии нейтронов в интервале от 6 МэВ до 7 МэВ. Примерно в этом же интервале энергий расположены квазистационарные состояния  $1p_{1/2}$  (6,5 МгВ),  $1r_{3/2}$  (8 МгВ) и  $1d_{5/2}$  (8,5 МгВ). При других энергиях эффект имеет значительно меньшую величину.

Такая же картина наблюдается при расчете поляризации на изотопах никеля. Для энергии налетающих нейтронов  $E_n = 11 \text{ МгВ}$ , эффект достигает заметной величины в области углов  $105^\circ-170^\circ$ . Эффект такой же величины наблюдается также при изменении энергии нейтронов от 11

$MэВ$  до  $12 MэВ$ . Энергии квазистационарных состояний  $1p_{1/2}$ ,  $1d_{5/2}$ ,  $1d_{3/2}$  и  $1f_{5/2}$  равны соответственно,  $11 MэВ$ ,  $12 MэВ$ ,  $9 MэВ$  и  $11,6 MэВ$ .

В заключение следует заметить, что результаты выполненных расчетов указывают на необходимость учета влияния осцилляций плотности нуклонов на поляризацию при обработке и интерпретации экспериментальных данных.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V.M.Strutinsky. Nucl. Phys. A 195, 430, 1997.
2. Н.Н.Пучеров, С.В.Романовский. Укр.физ. журнал 17 № 6, 1025, 1992.
3. Х.Ш.Абдуллаев. Bakı Universitetinin xəbərləri, № 4, 2001.
4. L.Rosen, J.G.Beery. Ann Phys., 34,96, 1990.
5. П.Э.Немировский. Современные модели атомного ядра «Атомиздат» М. 1960.
6. Ch.Sh.Abdullayev, M.Sh.Mamedov. MEA Fizika Institutu, "Fizika" CILD IX № 2, 2003.

#### Ca VƏ Ni NÜVƏLƏRİNİN ÖRTÜK QURULUŞUNUN SƏPİLƏN NEYTRONLARIN POLYARLAŞMASINA TƏSİRİ

X.Ş.ABDULLAYEV

#### ANNOTASIYA

Nüvələrdə nuklonların fəza sıxlığının ossilyasiyasının neytronların elastiki səpilməsinə təsiri tədqiq olunur. Tədqiqat örtük düzəlişi üsulu çərçivəsində aparılmışdır. Kəsilməz spektrin dalğa funksiyasının hesablanması vuds-sakson potensialının adi parametrləri ilə nüvənin optik modelindən istifadə olunmuşdur. Kalsium və nikel izotopları üçün polyarlaşmanın hesablanması hamar və ossilyasiya potensiallarının tətbiqi ilə yerinə yetirilmişdir.

#### INFLUANCE OF SHELL STRUCTURE OF NUCLEOUS Ca AND Ni ON POLARISATION OF SCATTERED NEUTRONS

Ch.Sh.ABDULLAYEV

#### ABSTRACT

The oscillation of the spase density of the nuclions in the nuclei on polarisation of the elastically scattered neutrons is investigated by means of shell corrections method. The optical model with usual parameters of Woods-Saxon potential was used for calculations of the continuum spectrum wave functions/ The polarisation calculations were performed for isotopes of calcium and nickel on smooth and oscillating potential.