

разности числа протонов и нейтронов. Качественно зависимость f от A можно понять, если предположить, что ядерные силы между нуклонами обладают свойством насыщения, т. е. каждый нуклон взаимодействует только с ближайшими соседями (см. § 13).

Все ядра могут быть разделены на стабильные и нестабильные (радиоактивные.) Стабильные ядра характеризуются определенным отношением числа нейтронов к числу протонов. У легких ядер число нейтронов обычно равно числу протонов, у тяжелых ядер число нейтронов превышает число протонов. При отклонении величины N/Z от некоторых значений, характерных для данного массового числа A , ядро становится нестабильным по отношению к β -распаду. Такое ядро путем самопроизвольного перехода нейтронов в протоны (или обратно) с испусканием электронов (позитронов) и нейтрино или механизмом K -захвата переходит в стабильное состояние.

Кроме нестабильности по отношению к β -распаду, тяжелые ядра обладают еще «динамической» нестабильностью по отношению к распаду на две или большее число частей. К этому типу нестабильности относится и α -распад ядер. Ядро обладает динамической нестабильностью в том случае, если энергия связи, приходящаяся в нем на один нуклон, меньше, чем соответствующая энергия связи в ядрах осколков. Все тяжелые ядра ($A > 110$) нестабильны по отношению к делению. Однако вероятность спонтанного деления очень мала (см. главу V).

§ 4. Размеры ядер

В первом приближении ядра можно считать сферическими (см. § 20) со сравнительно хорошо определенной поверхностью. Хотя понятие «радиуса ядра» является несколько условным, однако при изучении рассеяния электронов, нейтронов, протонов и α -частиц на ядрах, а также при исследовании рентгеновских лучей, испускаемых μ -мезонными атомами, было установлено, что радиус ядра можно выразить простой формулой

$$R = r_0 A^{1/3},$$

где r_0 — некоторая постоянная.

Данные этих измерений с несомненностью указывают на то, что объем ядра пропорционален числу нуклонов в ядре, поэтому плотность ядерного вещества почти одинакова в различных ядрах.

Значение постоянной r_0 , найденное из опытов по рассеянию (обусловленному ядерными силами) нейтронов, протонов и α -частиц на ядрах, оказалось равным $(1,3 - 1,4) \cdot 10^{-13}$ см. Значение постоянной r_0 , найденное из опытов по рассеянию электронов и исследований μ -мезонных атомов, оказалось равным $1,2 \cdot 10^{-13}$ см.

При исследованиях рассеяния быстрых электронов на ядрах [4] и излучения μ -мезонных атомов фактически определяется распределение

электрического заряда (протонов) в ядрах. Согласно современным представлениям распределение протонов не отличается значительно от распределения нейтронов в ядре вследствие примерной компенсации влияния нескольких эффектов. Из этих эффектов отметим следующие:

а) Действие кулоновского отталкивания, стремящегося повысить плотность протонов на периферии ядра.

б) Эффект разной кинетической энергии протонов и нейтронов в ядре, указанный Джонсоном и Теллером [5]. Вследствие превышения числа нейтронов над протонами их кинетическая энергия в ядре должна быть больше. Разница кинетических энергий нейтрона и протона приблизительно компенсируется кулоновским отталкиванием между протонами, если допустить, что нейтроны занимают больший объем, чем протоны.

в) Кулоновский барьер для протонов препятствует проникновению протонов через «поверхность» ядра. Вследствие всех этих эффектов средние радиусы распределения протонов и нейтронов в ядре примерно одинаковы. Однако нейтронный «хвост» в распределении, по-видимому, тянется немного дальше.

Разные значения r_0 , полученные из явлений, в которых проявлялись ядерное взаимодействие и электрические взаимодействия, указывают, по-видимому, на неодинаковую зависимость от расстояния эффективного потенциала ядерного взаимодействия и плотности ядерного вещества. Согласно работам [6] ядерный потенциал взаимодействия спадает менее быстро, чем плотность ядерного вещества, поэтому средний радиус потенциала больше среднего радиуса распределения плотности ядерного вещества.

§ 5. Моменты количества движения нуклонов и ядер

Протон и нейтрон обладают собственными моментами количества движения, равными $\hbar/2$. Компоненты момента количества движения нуклона (как и любых других частиц со спином $\hbar/2$) описываются в единицах \hbar операторами:

$$\hat{s}_x = \frac{1}{2} \sigma_x, \quad \hat{s}_y = \frac{1}{2} \sigma_y, \quad \hat{s}_z = \frac{1}{2} \sigma_z,$$

где

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Операторы \hat{s}_x , \hat{s}_y , \hat{s}_z имеют свойства операторов компонент углового момента; в частности, они удовлетворяют перестановочным соотношениям $[\hat{s}_x, \hat{s}_y] = i\hat{s}_z$, $[\hat{s}_y, \hat{s}_z] = i\hat{s}_x$, $[\hat{s}_z, \hat{s}_x] = i\hat{s}_y$. Часто компоненты оператора спинового момента количества движения объединяются в вектор спина

$$\hat{\mathbf{s}} = (\hat{s}_x, \hat{s}_y, \hat{s}_z).$$