

Можно было надеяться, что (13,18) описывает при соответствующем подборе постоянных g и μ взаимодействие нуклонов так же, как кулоновский потенциал описывает взаимодействие заряженных частиц. Однако такая аналогия является очень грубой. Для объяснения всей совокупности экспериментальных данных о ядерных силах необходимо значительно усложнить теорию. Далее выяснилось, что вследствие большой величины ядерных взаимодействий обычные методы описания разработанные в теории слабых электромагнитных взаимодействий, становятся непригодными*).

В настоящее время выяснено, что теория ядерных сил должна существенно опираться на экспериментальные данные о взаимодействии нуклонов при больших энергиях и их взаимодействии с мезонами. Мы, однако, не будем останавливаться в нашем курсе на этих интересных вопросах теории атомного ядра и ядерных взаимодействий.

§ 14. Изотопический спин и уровни энергии легких изобарных ядер

Предположение о зарядовой независимости ядерных сил позволяет производить сопоставление энергетических уровней легких изобарных ядер, у которых влияние кулоновского взаимодействия не очень велико. В силу зарядовой независимости ядерных сил ядра, имеющие одинаковое число нуклонов (изобары) и отличающиеся разным количеством протонов и нейтронов в состояниях, допустимых принципом Паули, должны иметь подобные уровни, т. е. уровни с одинаковыми моментами, четностями, изотопическим спином и т. д.

Для сопоставления энергетических уровней изобарных ядер очень удобно пользоваться уже введенным в § 9 понятием изотопического спина ядра $T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \tau(i)$, который рядом авторов [16] называется также *изобарическим спином*.

Полный изотопический спин ядра для ядер с четным массовым числом принимает только целые значения: $T=0, 1, 2, \dots$ для ядер с нечетным массовым числом: $T=\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$. Соответственно этому следует различать две группы ядер: ядра с четным A и нечетным A .

Примером изобарных ядер нечетного массового числа являются Li^7 и Be^7 . Эти два ядра называются *зеркальными ядрами*, так как они получаются друг из друга заменой протонов нейтронами, нейтронов —

*) Описание взаимодействия между нуклонами с помощью потенциала, зависящего от расстояния между нуклонами и векторов обычного и изотопического спина, возможно только на расстояниях, превышающих комптоновскую длину волны π -мезона ($\sim 10^{-13}$ см). При меньших расстояниях понятие потенциала становится грубо приближенным — взаимодействие, по-видимому, на этих расстояниях имеет нелокальный характер.

протонами. Оба изобара Li^7 и Be^7 образуют зарядовый (изотопический) дублет с изотопическим спином $T = 1/2$. Основное состояние у обоих ядер имеет полный механический момент, равный $3/2$, и отрицательную четность. Положение основных и следующих первых возбужденных уровней почти одинаково у обоих ядер (рис. 5).

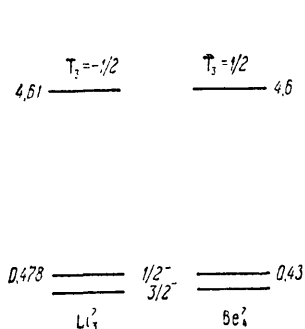


Рис. 5. Схема энергетических уровней зеркальных ядер Li_3^7 и Be_4^7 . Энергия уровней указана в Мэв.

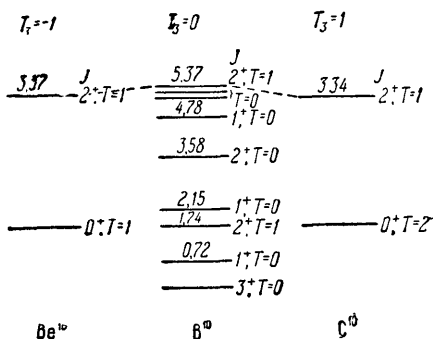


Рис. 6. Схема энергетических уровней изобарных ядер Be^{10} , B^{10} , C^{10} . Энергия уровней указана в Мэв.

Зеркальные ядра He^5 и Li^5 ; B^{11} и C^{11} ; C^{13} и N^{13} ; N^{15} и O^{15} ; O^{17} и F^{17} и другие [17] имеют также подобную систему энергетических уровней с изотопическим спином $T = 1/2$. Состояния с изотопическим спином $T = 1/2$ оказываются энергетически более выгодными, чем состояния с $T = 3/2$, поэтому стабильные ядра с $|T_3| = 1/2$ имеют в основном состоянии изотопический спин $T = 1/2$.

Примером изобарных ядер четного массового числа является триада (зарядовый триплет) Be^{10} , B^{10} и C^{10} . Схема энергетических уровней этих ядер изображена на рис. 6. Основное и первое возбужденное состояния B^{10} имеют изотопический спин $T = 0$. Основные состояния Be^{10} и C^{10} и второе возбужденное состояние B^{10} образуют зарядовый триплет с полным изотопическим спином $T = 1$, полный механический момент ядер в этих состояниях равен нулю, четность положительная. У зеркальных ядер Be^{10} ($T_3 = -1$) и C^{10} ($T_3 = 1$) не могут осуществляться состояния с $T = 0$, так как $|T_3| \leq T$. Схема расположения энергетических уровней, представленная на рис. 6, характерна для ядер с четным массовым числом. При этом наибольшим разнообразием энергетических уровней обладают ядра с равным числом протонов и нейтронов ($T_3 = 0$). Меньшим разнообразием уровней обладают ядра с $T_3 = \pm 1$, еще меньшим — с $T_3 = \pm 2$ и т. д. Зеркальные ядра, т. е. ядра с одинаковым абсолютным значением T_3 , имеют подобные энергетические уровни.

Характерным свойством ядер с четным A является возможность объединения их в тройки (зарядовые триплеты). Примером этого типа ядер являются Li^6 , He^6 , Be^6 (ядро Be^6 нестабильно); B^8 , Li^8 , Be^8 ; B^{12} , C^{12} , N^{12} , C^{14} , N^{14} , O^{14} и другие. Небольшое несовпадение уровней энергии ядер, принадлежащих к одному зарядовому мультиплету, объясняется кулоновским взаимодействием и разностью масс протона и нейтрона. Разность масс протона и нейтрона вносит энергию $\sim 1,3 \text{ Мэв}$ и сдвигает вверх уровни с меньшим значением T_3 (т. е. с большим числом нейтронов). Кулоновское взаимодействие сдвигает вверх уровни с большим T_3 . Таким образом, оба явления действуют в противоположные стороны. Их суммарный эффект определяет стабильность изобарных ядер по отношению к β^\pm — распаду. Без учета кулоновского взаимодействия и разности масс нейтрона и протона наиболее стабильным изобаром среди ядер с четным массовым числом должен быть изобар с $T_3 = 0$ (равное число протонов и нейтронов), а среди ядер нечетного массового числа — изобары с $T_3 = \pm 1/2$. Учет кулоновского взаимодействия и разности масс изменяет это заключение.

У ядер очень легких преобладает эффект разности масс нейтрона и протона: например, He^3 стабильно, ядро же H^3 нестабильно; испуская электрон, оно превращается в He^3 . В легких и средних ядрах преобладает эффект кулоновского взаимодействия, а у ядер с $A > 30$ более устойчивыми являются изобары с отрицательным значением T_3 . При дальнейшем возрастании массового числа A эффект кулоновского взаимодействия становится все значительней и более стабильными становятся ядра с большим избытком нейтронов (отрицательные T_3). Вследствие этого эффекта использование понятия изотопического спина для ядер среднего и тяжелого веса мало целесообразно. Для легких ядер, где эффект кулоновского взаимодействия значительно компенсируется разностью масс протона и нейтрона, представление об изотопическом спине ядер позволяет сопоставлять энергетические уровни изобарных ядер и является очень полезным средством для качественных выводов и правильной систематики ядерных уровней.