

и им можно пренебречь при рассмотрении спектров ядерных уровней, разнообразных ядерных реакций и переходов, за исключением процессов, направленных специально на изучение явления *несохранения чётности в ядрах*.

Ещё одной важной, хотя и приближённой ядерной характеристикой является *изотопический спин* (или изобарический спин) T , к-рый складывается из изоспинов отд. нуклонов по тем же правилам, что и обычный спин. Сохранение этой величины связано с *изотопической инвариантностью* ядерных сил, к-рая состоит в том, что ядерные взаимодействия между двумя нуклонами в одинаковых пространствах и спиновых состояниях не зависят от сорта нуклонов, т. е. одинаковы в парах pp , pn и nn . Изотопич. спин (изоспин) может принимать значения $T \geq (N-Z)/2$, целые для чётных ядер и полуцелые для нечётных. Подобно обычному спину, он имеет также фиксированную проекцию на одну из осей формального изоспина. пространства $T_z = (A-2Z)/2$. Она связана с зарядом ядра и поэтому является строго сохраняющейся величиной во всех ядерных состояниях. В отличие от этого, изоспин T является приближённым квантовым числом. Нарушение изоспина (т. е. смешивание компонент с разл. значениями T в волновой ф-ции ядерного состояния) обусловлено различием масс протона и нейтрона, а также кулоновским взаимодействием между протонами. В лёгких ядрах с $Z \leq 20$ эти эффекты малы и изоспин T является достаточно точным квантовым числом. В результате ядерные состояния можно характеризовать квантовыми числами T и T_z , а состояния с одинаковыми значениями T^2 , T в соседних ядрах-изобарах объединить в изотопич. мультиплеты. Поскольку проекция изоспина принимает значения $T_z = T, T-1, \dots, -T$, то в изотопич. мультиплет входит $2T+1$ уровней.

Опытным путём установлено, что энергия возбуждения ядерного состояния тем выше, чем больше изоспин. Поэтому в осн. состоянии ядра $T=T_z$ и у чётно-чётных ядер с $Z=N$ $T=0$. Ядра с $T=1/2$ и $T_z = \pm 1/2$ образуют изодублет (напр., ${}^3\text{H}$ — ${}^3\text{He}$). Примером изотриплета могут служить осн. состояние 0^+ ($T=1, T_z=1$) ядра ${}^6\text{He}$, возбуждённое состояние 0^+ ($T=1, T_z=0$) ядра ${}^6\text{Li}$ (энергия возбуждения 3,56 МэВ) и осн. состояние ядра ${}^6\text{He}$ ($T=1, T_z=-1$). В ядерной физике принято приписывать нуклону изоспин $T=1/2$ и значения $T_z=1/2$ нейтрону, $T_z=-1/2$ протону, в отличие от физики элементарных частиц, где используются противоположные знаки проекций изоспина нуклона. Это сделано из соображений удобства, чтобы значения T_z были положительны для стабильных ядер, у к-рых $N > Z$.

Состояния ядер, входящих в состав одного изотопич. мультиплета, наз. *аналоговыми состояниями*. Вследствие изотопич. инвариантности ядерных сил структура (чисто ядерная) этих состояний одинакова, а все отличия в их свойствах обусловлены эл.-магн. взаимодействием. Напр., энергии связи аналоговых состояний одинаковы с точностью до различия кулоновских энергий в ядрах данного мультиплета. С увеличением Z возрастает роль кулоновского взаимодействия. Поэтому в тяжёлых ядрах точность изоспина как квантового числа уменьшается. Тем не менее следы изоспиновой симметрии проявляются в том, что в разл. ядерных реакциях наблюдаются открытые в 1961 состоянии, нестабильные по отношению к испусканию нуклона, к-рые являются аналогами основного или низших стабильных возбуждённых состояний соседнего ядра с меньшим Z (аналоговые резонансы). Напр., при рассеянии протонов на стабильном ядре A с числами нейтронов и протонов N и Z ($T_0 = T_z = (N-Z)/2$) наблюдаются резонансы, отвечающие образованию *составного ядра* $A+1$ ($Z+1, N$) в возбуждённом состоянии с квантовыми числами $T = T_0 + 1/2$, $T_z = T_0 - 1/2$, входящем в тот же изотопич. мультиплет, что и осн. состояние соседнего ядра $A+1$ ($N+1, Z$), $T = T_z = T_0 + 1/2$. Однако эксперименты показали, что аналоговые резонансы имеют тонкую структуру, к-рая свидетельствует о том, что имеет место смешивание аналогового состояния, характеризваемого изоспином $T_0 + 1/2$, с др. возбуждёнными состояниями составного ядра, отвечающими изоспину $T = T_0 - 1/2$.

Электрические и магнитные моменты ядер. В каждом из возможных состояний Я. а. имеет определ. значения магн. дипольного момента и квадрупольного электрического момента (см. *Квадрупольный момент ядра*). Статич. магн. момент может быть отличен от 0 только в том случае, когда спин ядерного состояния $I \neq 0$, а статич. квадрупольный момент может иметь ненулевое значение лишь при $I > 1/2$. Ядерное состояние с определ. чётностью не может иметь отличного от нуля электр. дипольного момента ($E1$), а также др. электр. моментов $E\lambda$ нечётной мультипольности λ и статич. магн. моментов $M\lambda$ чётной мультипольности λ . Существование ненулевого электр. дипольного момента $E1$ запрещено также инвариантностью относительно обращения времени (T -инвариантностью). Поскольку эффекты несохранения чётности и нарушения T -инвариантности очень малы, то дипольные электр. моменты ядер или равны 0, или очень малы и пока недоступны для измерения.

Магн. моменты ядер ($M1$) имеют порядок величины ядерного магнетона. Электр. квадрупольные моменты eQ изменяются от $e \cdot 10^{-27}$ см² в нек-рых лёгких ядрах до $e \cdot 10^{-24}$ см² в тяжёлых деформированных ядрах. Систематическая информация о магн. и квадрупольных моментах имеется только для осн. состояний ядер. Они могут быть измерены радиоспектроскопич. методами (см. *Ядерный магнитный резонанс*). Спец. методами (метод возмущённых угловых корреляций) можно измерять также статич. магн. и квадрупольные моменты возбуждённых состояний ядер. Данные по магн. и квадрупольным моментам ядер содержат важную информацию о структуре и форме ядер и используются для построения и проверки ядерных моделей. Есть нек-рые данные о высших мультипольных моментах ядер (напр., гексадекапольных — $E4$).

Структура и модели ядер

Я. а. представляет собою квантовую систему мн. тел, сильно взаимодействующих друг с другом. Теоретич. описание свойств такой системы (спектров энергетич. уровней, распадов, ядерных реакций и квантовых переходов) является трудной задачей. Число нуклонов A в ядре не столь велико, чтобы можно было без оговорок использовать методы статистич. механики (см. *Гиббса распределения*), успешно применяемой в физике конденсир. сред (жидкости, твёрдые тела). В то же время точное решение в квантовой механике возможно лишь для задачи двух тел (*дейтрон*). Успехи, достигнутые в решении задачи 3—4 тел гл. обр. с помощью ур-ний Фаддеева и Фаддеева — Якубовского, позволяют получать строгие количеств. результаты лишь для самых лёгких ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$. Ситуация осложняется недостаточной определённостью наших знаний о ядерных силах. Наконец, установление составной природы нуклонов превращает систему A нуклонов в систему, по крайней мере, $3A$ кварков, что ещё более усложняет задачу описания структуры и свойств ядер. Последовательное решение этой задачи может быть достигнуто только в рамках (непертурбативной) *квантовой хромодинамики*, но она ещё далека от разрешения.

Понимание структуры ядра основано на использовании разл. *ядерных моделей*, каждая из к-рых имеет целью описание определ. совокупности ядерных свойств и характеристик. Нек-рые модели, на первый взгляд, являются взаимоисключающими. Поэтому важными являются микроскопич. подходы в теории ядра, позволяющие установить пределы применимости разл. моделей, степень их совместимости друг с другом, а также оценить или вычислить, исходя из первых принципов, значения параметров, к-рые используются в моделях как феноменологические и извлекаются из данных эксперимента.

Оболочечная модель ядра предполагает, что в результате взаимодействия нуклонов друг с другом в ядре формируется общее среднее (самосогласованное) поле, описываемое оболочечным потенциалом $V_{об}(r)$, в к-ром нуклоны движутся как независимые (в первом приближении) части-