

нению, напр., с ур-ниями в декартовых координатах (см. *Лагранжа уравнения механики*). В системах с бесконечно большим числом степеней свободы (сплошные среды, физ. поля) О. к. являются особые ф-ции пространств, координат и времени, наз. потенциалами, волновыми ф-циями и т. п.; при этом оказывается возможным характеризовать движение таких систем с помощью *Лагранжа функции*, зависящей определённым образом от выбранных О. к.

ОБОБЩЕННЫЕ СИЛЫ — величины Q_i , произведения к-рых на элементарные приращения *обобщённых координат* q_i системы дают выражение элементарной работы действующих на систему сил. Т. о., выражение элементарной работы сил, действующих на систему с s степенями свободы, через О. с. имеет вид

$$\delta A = Q_1 \delta q_1 + Q_2 \delta q_2 + \dots + Q_s \delta q_s.$$

С помощью *Лагранжа функции* L О. с. определяются ф-лами $Q_i = \partial L / \partial q_i$ (см. также *Лагранжа уравнения механики*).

Размерность О. с. зависит от размерности соответствующей обобщённой координаты. Если размерность q_i — длина, то Q_i имеет размерность обычной силы; если же координата q_i — угол (величина безразмерная), то Q_i имеет размерность момента силы, и т. п. О. с. и *обобщённые импульсы* p_i связаны друг с другом так же, как обычные силы и импульсы, по второму закону Ньютона, т. е. $dp_i/dt = Q_i$.

ОБОГАЩЕННЫЙ СЛОЙ — то же, что *антизапорный слой*.

ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА — теория, основанная на представлении об атомном ядре как о системе нуклонов, движущихся независимо в потенциальном поле, создаваемом др. нуклонами. В более широком смысле с О. м. я. связывают модели ядра, для к-рых это т. н. ср. поле и одночастичное движение нуклонов являются исходными пунктами, а коллективные движения описываются на основе одночастичного. Так лонни-маемая О. м. я. — основа большинства совр. микроскопич. подходов в теории ядра. Обычно О. м. я. противопоставляется модели жидкой капли, в к-рой ядро рассматривается как непрерывная среда и движение отд. нуклонов не выделено (см. *Капельная модель ядра*).

О. м. я. возникла в нач. 1930-х гг. по аналогии с моделью электронных оболочек атома. Её появление было связано с обнаружением нерегулярностей в поведении энергии связи атомных ядер как ф-ции числа нейтронов в ядре N и протонов Z (массовое число $A = N + Z$). Ядра, у к-рых числа N и Z соответствуют наиб. выраженным максимумам энергии связи (2; 8; 20; 28; 50; 82 и $N = 126$), получили назв. *магических ядер*. Объяснение существования всех магич. ядер было дано М. Гёпберт-Майер (M. Goerpert-Mayer) и Й. Х. Йенсенем (J. H. Jensen) [1] и отмечено Нобелевской премией. О. м. я. сыграла большую роль в развитии ядерной физики и в создании микроскопич. подходов в теории ядра.

Одночастичная модель — простейший вариант О. м. я. (нуклоны, движущиеся в ср. поле ядра, не взаимодействуют между собой). Волновая ф-ция ядра представляется в виде антисимметризов. произведения одночастичных волновых ф-ций φ_λ — решений одночастичного *Шрёдингера уравнения*. Входящий в это ур-ние потенциал О. м. я. является суммой центрального U_c и спин-орбитального U_{sl} членов. В сферич. ядрах U_c и U_{sl} зависят только от модуля радиуса-вектора r . В качестве U_c , как правило, берут т. н. потенциал Саксона — Вудса:

$$U_c(r) = U f(r), f(r) = [1 + \exp\{(r - R)/d\}]^{-1}, \quad (1)$$

где $R = r_0 A^{1/3}$ (r_0 — параметр, приблизительно равный среднему расстоянию между нуклонами в ядре) и параметр d , определяющий толщину диффузионного слоя, обычно одинаковы для нейтронов и протонов, а глубина потенциальной ямы U для нейтронов и протонов при $N \neq Z$ различна. Она состоит из двух слагаемых: изоскаляр-

ного члена U_0 , одинакового для нейтронов и протонов, и изовекторного члена U_1 , вклад к-рого пропорц. нейтронному избытку и имеет разный знак для нейтронов и протонов:

$$U^{n,p} = U_0 + U_1(N - Z)/A. \quad (2)$$

Для протонов к (1) добавляется кулоновский потенциал. Его чаще всего аппроксимируют выражением для потенциала равномерно заряженной сферы.

Спин-орбитальный потенциал обычно полагают сосредоточенным в основном на поверхности ядра. Он аппроксимируется выражением

$$U_{sl} = W \frac{1}{r} \frac{df}{dr} (\hat{s} \hat{l}).$$

Здесь \hat{s} и \hat{l} — операторы спинового и орбитального угл. моментов, величина $W^{n,p}$ определяется ф-лой, аналогичной (2). Существует множество наборов параметров потенциала О. м. я., типичные их значения: $U_0 \approx -50$ МэВ, $U_1 \approx 20$ МэВ, $r_0 \approx 1,25$ фм, $d \approx 0,6$ фм, $W_0 \approx W_1 \approx 12$ МэВ фм². Величина U_{sl} заметно меньше U_c , но значительно превышает ср. энергию взаимодействия 2 нуклонов, к-рая по порядку величины колеблется от U_0/A до $U_0/A^{1/2}$, в зависимости от суммарного угл. момента взаимодействующей пары. Поэтому в ядрах, за исключением самых лёгких, осуществляется т. н. $j - j$ -связь: орбитальный момент l и спин s складываются в полный угл. момент j нуклона, а векторы l_i отд. нуклонов складываются в полный угл. момент ядра l .

Состояние нуклона в сферич. ядре характеризуется полным моментом j и чётностью π . Это определяет и орбитальный момент l , т. к. два возможных (по правилам сложения угл. моментов) значения $l = j \pm 1/2$ отвечают разл. чётности $\pi = (-1)^l$. Состояния нуклона с одинаковыми l, j нумеруют в порядке увеличения энергии гл. квантовым числом $n = 1, 2, \dots$ (число узлов радиальной волновой ф-ции равно $n - 1$). Разл. состояния нуклона принято обозначать: $1s_{1/2}$ ($n = 1, l = 0, j = 1/2$); $1p_{1/2}, 1p_{3/2}, 2s_{1/2}$ и т. п. Проекция m вектора j на ось квантования может принимать $(2j + 1)$ значений от $-j$ до $+j$. В сферич. ядре энергия \mathcal{E}_λ ($\lambda = n, l, j, m$) не зависит от m и одночастичные уровни $(2j + 1)$ кратно вырождены. В отсутствие U_{sl} вырожденными были бы и уровни с $j = l \pm 1/2$. Т. к. матричный элемент $(sl)_{\lambda\lambda}$ по ф-циям $\varphi_\lambda(r)$ зависит от j [равен $l/2$ для $j = l + 1/2$ и $-(l + 1)/2$ для $j = l - 1/2$], то включение U_{sl} снимает это вырождение, причём уровень с $j = l + 1/2$ опускается вниз, а с $j = l - 1/2$ поднимается вверх. Расстояние между соответствующими уровнями — спин-орбитальное расщепление Δ_{sl} пропорц. $(2l + 1)$. Эта закономерность хорошо подтверждается экспериментально.

Согласно одночастичной О. м. я., нуклоны данного сорта (p или n) заполняют j -уровень (подоболочку). Затем заполняется след. подоболочка. Подоболочки группируются в оболочки, разделённые энергетич. «зазорами», значительно превышающими ср. расстояние между уровнями (2—3 МэВ в лёгких ядрах и 0,5 МэВ — в тяжёлых). Эти «зазоры» наз. **магическими промежутками** (рис.).

Тенденция к группированию подоболочек в оболочки особенно выражена для потенциала гармонич. осциллятора, где в отсутствие U_{sl} вырождены все уровни с данным осцилляторным квантовым числом $N = 2(n - 1) + l$ [2]. Причина этого явления связана с квазиклассич. условиями квантования орбит движения частицы в трёхмерной потенциальной яме [2].

Значения магич. чисел зависят от вида потенциала. На рис. приведена схема уровней для нейтронов и протонов в ²⁰⁸Pb, рассчитанная для потенциала Саксона — Вудса. В более лёгких ядрах нек-рые детали схемы уровней изменяются, но в целом заполнение уровней происходит в соответствии со схемой (см. рис.). Она демонстрирует возникновение магич. чисел и роль в этом явле-