

ной жидкости к почти постоянной плотности заряда внутри ядра.

При более детальном изучении энергии связи ядер выяснилось, что $\mathcal{E}_{\text{св}}$ систематически изменяется в зависимости от того, чётные или нечётные Z и N . Это можно объяснить наличием парных корреляций нуклонов между одноимёнными нуклонами, что приводит к дополнит. энергии связи и описывается последним слагаемым в ф-ле (1): $\delta=0$ для нечётного A , $\delta=-1$ для чётных A и чётных Z и $\delta=1$ для чётных A и нечётных Z .

Все константы в ф-ле (1) определяются «подгонкой» энергии связи под экспериментально измеренные массы ядер: $a_p=15,56$ МэВ, $a_s=17,23$ МэВ, $a_c=0,697$ (для $r_c=1,24$ фм) МэВ, $a_T=23,28$ МэВ, $a_p=12$ МэВ. В среднем ф-ла (1) хорошо описывает массы ядер. Отклонения ($\leq 1\%$, т. е. $\sim 10-20$ МэВ) наблюдаются вблизи магических ядер, к-рые оказываются более сильно связанными, чем в среднем. Отклонения связаны с оболочечной структурой и деформацией ядер (см. Оболочечная модель ядра, Деформированные ядра). Оболочечная поправка к энергии связи возбуждённого ядра быстро уменьшается с увеличением возбуждения. Для ядер с $A > 200$ оболочечная поправка практически исчезает при энергии возбуждения 30—50 МэВ.

К. м. я. описывает процесс деления ядер как результат квадрупольной деформации поверхности капли, приводящей к образованию двух ядер [Л. Майтнер (L. Meitner), О. Фриш (O. Frisch), Н. Бор, Уилер, Френкель]. Для несжимаемой ядерной жидкости с резким краем деформация капли изменяет только поверхностную \mathcal{E}_s и кулоновскую \mathcal{E}_c энергии, так что поведение капли при делении определяется одним безразмерным параметром:

$$x = \frac{\mathcal{E}_c^0}{2\mathcal{E}_s^0} = \frac{Z^2 A^{-1}}{(Z^2 A^{-1})_{\text{кр}}}, \quad (Z^2 A^{-1})_{\text{кр}} \approx 50, \quad (2)$$

наз. параметром делимости. Здесь \mathcal{E}_c^0 и \mathcal{E}_s^0 — кулоновская и поверхностная энергии для сферич. ядра (в К. м. я. ядро в основном состоянии имеет сферич. форму). При $x < 1$ возникает потенц. барьер (барьер деления) \mathcal{E}_f , к-рый при $1-x \ll 1$ равен:

$$\mathcal{E}_f = \mathcal{E}_s^0 \left\{ \frac{98}{135} (1-x)^3 + \dots \right\}. \quad (3)$$

На вершине барьера капля имеет форму вытянутого сфероида, а при меньших значениях x — гантелеобразную форму. Барьер деления увеличивается с уменьшением x . Для ядер в области $W - \text{Hg}$ $\mathcal{E}_f \sim 25-20$ МэВ; согласно наблюдаемых барьеров деления с вычисленными в К. м. я. означает, что член, пропорциональный $A^{2/3}$ в (1), имеет смысл поверхностной энергии. При $x \geq 1$ барьер деления исчезает, т. е. у ядра нет устойчивого состояния. Это справедливо при большой энергии возбуждения. В основном же состоянии ядра в образовании барьера деления при $x \rightarrow 1$ важную роль играют оболочечные поправки.

Если капля ядерной жидкости вращается, то её свойства зависят помимо параметра делимости x от безразмерного параметра y , равного отношению энергии вращения сферич. капли к её поверхностной энергии \mathcal{E}_s . Для $x > 0,81$ при $y > y_0 = 7/5(1-x)^2$ у вращающейся капли нет устойчивого состояния. При $y < y_0$ в минимуме энергии капля имеет форму сплюснутого сфероида, а барьер деления:

$$\mathcal{E}_f = \mathcal{E}_s^0 \left\{ \frac{49}{135} (1-x)^3 \left[1 + g \frac{y}{y_0} + \left(1 + 3 \frac{y}{y_0} \right)^{3/2} \right] + \dots \right\}. \quad (4)$$

Для $x < 0,81$ с ростом энергии вращения сплюснутый сфероид сменяется трёхосной фигурой. Изменение симметрии равновесной фигуры вращающегося ядра происходит, когда с увеличением угл. момента сплюснутые двухосные эллипсоиды переходят в трёхосные эллипсоиды Якоби. При ещё больших y трёхосные фигуры

теряют устойчивость — у вращающейся капли нет устойчивого равновесия.

Существуют помимо (1) другие полуэмпирич. ф-лы капиллярной модели для $\mathcal{E}_{\text{св}}$, отличающиеся лишь учётом того или иного числа поправочных членов. Гл. поправка возникает из-за диффузного распределения плотности на границе ядра. Диффузность влияет на энергию симметрии, кулоновскую и поверхностную энергии. Вводятся также поправки, учитывающие сжимаемость ядерной жидкости и др. Величина поправок обычно больше неск. МэВ, а их число $n > 10$. Зависимость этих поправок от A и Z не позволяет надёжно определить соответствующие эмпирич. константы в ф-ле (1). Это возможно потому, что изменения A и Z для известных масс ядер происходят в относительно узкой области долины β -стабильных ядер (рис. 2).

Лит.: Кравцов В. А., Массы атомов и энергии связи ядер, 2 изд., М., 1974; Muys W. D., Development of the semiempirical droplet model, «Atom. data and nucl. data tables», 1976, v. 17, № 5—6, p. 411; Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977.

КАПИЛЛЯРНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ — конденсация пара в капиллярах и микротрещинах пористых тел, а также в промежутках между тесно сближенными твёрдыми частицами или телами. Необходимое условие К. к. — смачивание жидкостью поверхности тела (частиц). К. к. начинается с адсорбции молекул пара поверхностью конденсации и образования менисков жидкости. Т. к. имеет место смачивание, форма менисков в капиллярах вогнутая и давление насыщенного пара над ними p , согласно Кельвина уравнению, ниже, чем давление насыщ. пара p_0 над плоской поверхностью. Т. о., К. к. происходит при более низких, чем p_0 , давлениях. Объём жидкости, скопелировавшейся в порах, достигает предельной величины при $p = p_0$. В этом случае поверхность раздела жидкость — газ имеет нулевую кривизну (плоскость, катеноид).

Сложная капиллярная структура пористого тела может служить причиной капиллярного гистерезиса — зависимости кол-ва скопелировавшейся в капиллярах жидкости не только от p , но и от предыстории процесса, т. е. от того, как было достигнуто данное состояние: в процессе конденсации или же в ходе испарения жидкости.

К. к. увеличивает поглощение (сорбцию) паров пористыми телами, в особенности вблизи точки насыщения паров. Её используют для улавливания жидкостей тонкопористыми телами (сорбентами), она играет большую роль в процессах сушки, удержания влаги почвами, строительными и др. пористыми материалами (см. Капиллярные явления).

И. В. Чураев.

КАПИЛЛЯРНОЕ ДАВЛЕНИЕ — разность давлений по обе стороны искривлённой поверхности раздела двух жидкостей или жидкости и газа. Величина К. д. связана с поверхностным натяжением и радиусом ср. кривизны поверхности жидкости Лапласа уравнением. В случае вогнутой поверхности жидкости давление в ней понижено по сравнению с давлением в соседней фазе и К. д. $\Delta p < 0$, для выпуклой поверхности $\Delta p > 0$, для плоской поверхности $\Delta p = 0$. К. д. — следствие действия сил поверхностного натяжения, к-рые направлены по касательной к поверхности, что приводит к появлению составляющей, направленной внутрь объёма контактирующих фаз. См. также Капиллярные явления.

И. В. Чураев.

КАПИЛЛЯРНЫЕ ВОЛНЫ — волны на поверхности жидкости, свойства к-рых существенным образом определяются силами поверхностного натяжения, в отличие от гравитац. волн, для к-рых преобладает влияние силы тяжести. Резкого разграничения между этими двумя типами волн нет, но влияние гравитации обычно мало для достаточно коротких волн — ряби; к К. в. относят волны с длинами $< 1,7$ см. К. в. могут возбуждаться либо непосредственно ветром, либо путём нелинейной трансформации на гребнях гравитац. волн; в свою оче-