



**Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»**

**Институт ядерной физики и технологий
Лаборатория экспериментальной ядерной физики**

А.И. Болоздыня

Введение в ядерную физику

Лекция №2

Тема 3. Модели ядра

2017

Лекция №2

Тема 3. Модели ядра

- 1. Понятие о ядерных силах**
- 2. Капельная модель**
- 3. Модель Ферми-газа**
- 4. Оболочечная модель**
- 5. Обобщенная модель**
- 6. Оптическая модель**
- 7. Модель Глаубера**
- 8. Гидродинамические модели**

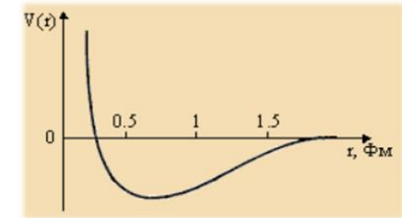
1. Понятие о ядерных силах

общие свойства ядерных сил:

- малый радиус действия ядерных сил ($R \sim 1$ Фм);
- большая величина ядерного потенциала $U \sim 50$ МэВ;
- зависимость ядерных сил от спинов взаимодействующих частиц;
- тензорный характер взаимодействия нуклонов;
- ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона (спин-орбитальные силы);
- ядерное взаимодействие обладает свойством насыщения;
- зарядовая независимость ядерных сил;
- обменный характер ядерного взаимодействия;
- притяжение между нуклонами на больших расстояниях ($r > 1$ Фм), сменяется отталкиванием на малых ($r < 0,5$ Фм).



Iwanenko, D.D. The neutron hypothesis, *Nature*, 129(1932)798.



В 1934 г. Д. Иваненко и И. Тамм опубликовали работы, в которой они впервые рассмотрели ядерные силы как результат *обмена частицами* между протонами и нейтронами

И. Тамм: «Ферми недавно развил теорию β -радиоактивности, основанную на предположении о возможном превращении нейтрона в протон и наоборот, сопровождающемся возникновением или исчезновением электрона и нейтрино.

В этой теории можно получить обменные силы между нейтроном и протоном, введённые Гейзенбергом более или менее феноменологически. (Та же идея, совершенно независимо, возникла у моего друга Д. Иваненко, с которым я имел возможность обсуждать этот вопрос).»



И.Е.Тамм
(1895—1971)



Д.Д. Иваненко
(1904-1994)



Хидеки Юкава
(1907–1981)
Н. премия 1949

Х. Юкава (1935): В области низких и промежуточных энергий силы N-N взаимодействий создаются путем обмена виртуальными частицами – *мезонами*

Если нуклон испускает частицу массой m , неопределенность его полной энергии будет $\Delta E \geq mc^2$

Масса мезона

$$U_{\pi}(r) = g_{\pi} \frac{e^{-(mc/\hbar)r}}{r}$$

Потенциал Юкавы

Время для обмена $\Delta t \leq \hbar/mc^2$
 Если за это время нуклон встретит другой нуклон, то произойдет обмен (взаимодействие), если нет - виртуальная частица поглотится нуклоном, который её испустил. За это время частица пройдет расстояние

$$R = \Delta t \cdot c \leq \hbar/mc \quad 1.5 - 2 \text{ ФМ.}$$

Отсюда, зная радиус действия ядерных сил, можно определить массу виртуальной частицы

$$m \approx 300m_e \approx 150 \text{ МэВ}$$

В 1947 г. заряженные мезоны такой массы были обнаружены в космическом излучении.

Вплоть до энергии 500 МэВ пион-нуклонное взаимодействие осуществляется в отсутствие влияния других квантов поля.

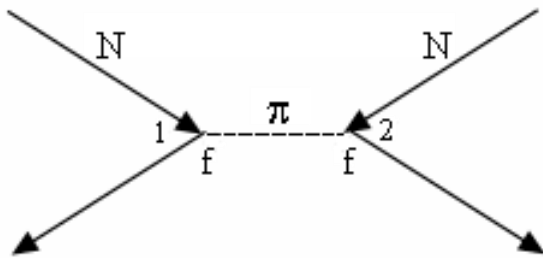
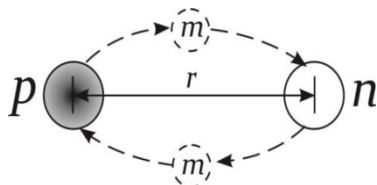
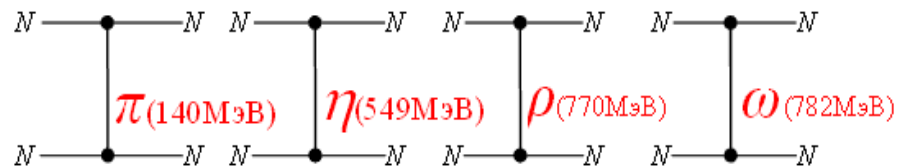
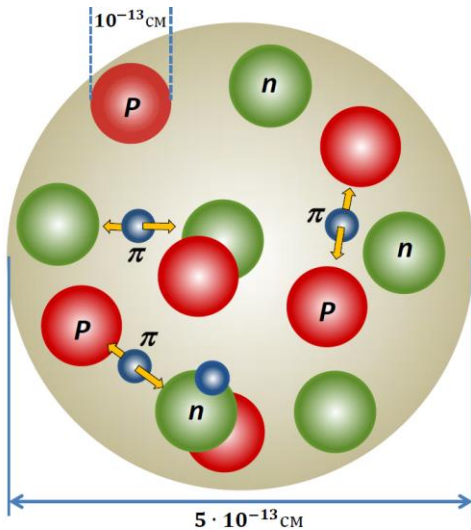


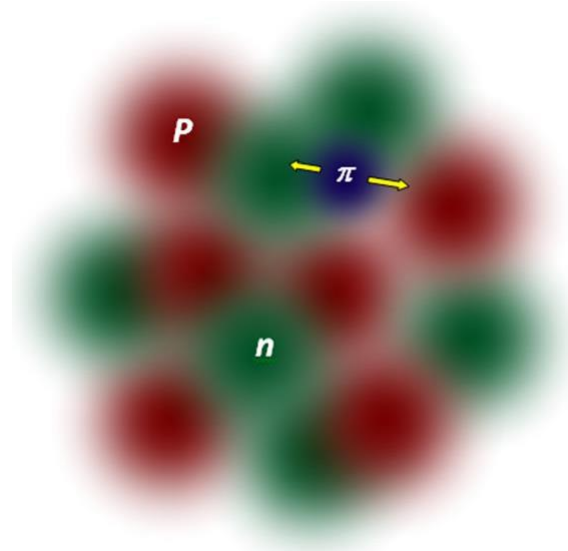
Диаграмма Фейнмана для однопионного взаимодействия нуклонов.



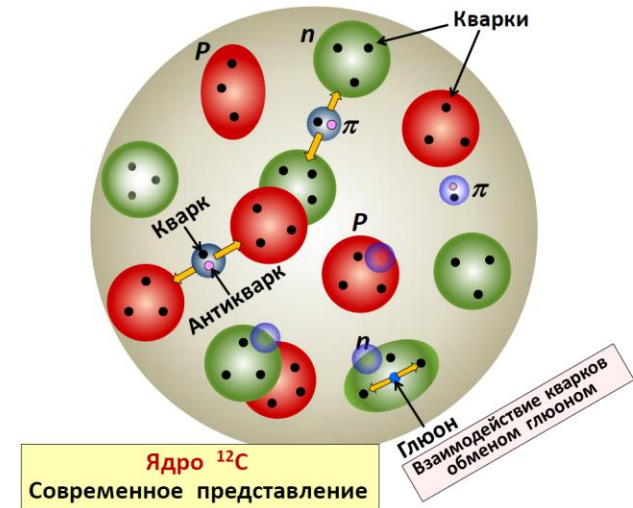
Структура атомных ядер



Модель Юкавы



Художественная модель



В настоящее время свойства атомных ядер невозможно интерпретировать в рамках единого теоретического подхода. Эта трудность связана с тем фактом, что в ядре действуют сильные взаимодействия, для которых до сих пор не существует последовательной теории, способной *количественно* воспроизвести свойства систем, связанных этими силами. Поэтому свойства ядер оказывается возможным объяснить только в рамках приближенных моделей ядра.

$$1 \text{ а.е.м.} = 1u = \frac{1}{12} M(^{12}\text{C}) \cong 931.5 \text{ МэВ} / c^2 \cong 1.66 \cdot 10^{-24} \text{ г}$$

Существует несколько моделей ядерной структуры, которые на первый взгляд кажутся противоречащими друг другу. Однако эти модели вовсе не исключают друг друга, а касаются различных свойств ядра и поэтому дополняют друг друга. Каждая модель ядра основывается на экспериментальных фактах и позволяет объяснить некоторые их выделенные свойства. Несмотря на то, что ядерные модели имеют ограниченную область применения, тем не менее, они играют важную роль в развитии теории ядра и в их рамках получен ряд существенных результатов.

Капельная модель ядра (Н. Бор - 1936).

Оболочечная модель ядра (М. Гепперт-Маер, И.Х.Д. Йенсен -1950).

Коллективная модель ядра (Дж. Рейнуотер, 1959, О. Бор и Б. Моттельсон - 1952)

Обобщённая модель ядра (О. Бор и Б. Моттельсон - 1952)

Модели парных корреляций (Н. Н. Боголюбов, О. Бор, Б. Моттельсон, Д.Пайнс – 1958)

Статистическая модель ядра (Я. И. Френкель – 1936, Л. Л. Ландау – 1937)

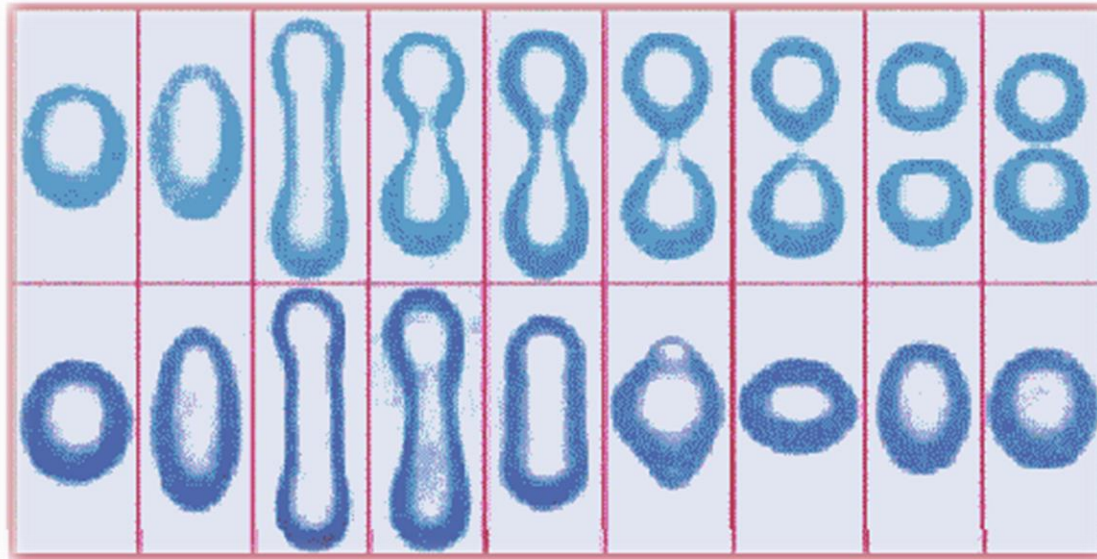
Сверхтекучесть ядерного вещества. Сильное притяжение в состоянии пары нуклонов с полным угловым моментом $J=0$ и спином $S = 0$, приводит к сверхтекучести атомных ядер (О. Бор и Дж. Валатин - 1958).

Кластерная модель (Дж. А.Уилер - 1937)

Оптическая модель ядра (H. F e s h b a c h , C E . P o r t e r , V. F. W e i s k o p f - 1953)

2. Капельная модель ядра

Одной из первых моделей атомного ядра была модель жидкой капли, в которой атомное ядро рассматривалось как сферическая капля несжимаемой ядерной жидкости радиуса $R \approx 1.3 \text{ Фм}$.



Энергия связи ядра

$$E_{св} = Zm_p + (A - Z)m_n - M_N(A, Z)$$

В **1935 г.** Карл Вайцеккер (*Carl Friedrich von Weizsäcker*) написал полуэмпирическую формулу для энергии связи ядер с атомным номером **A** и зарядом **Z** с *позиций капельной модели* в форме суммы объемной, поверхностной и кулоновской энергий, а также энергии симметрии и энергии спаривания нуклонов:

$$E_{св} = a_{об} A - a_{пов} A^{2/3} - a_{кул} Z^2 A^{-1/3} - a_{сим} \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta \cdot A^{-3/4}$$

$$a_{об} = 15.75 \text{ МэВ}, \quad a_{кул} = 0,71 \text{ МэВ},$$

$$a_{пов} = 17,8 \text{ МэВ}, \quad a_{сим} = 23,7 \text{ МэВ},$$

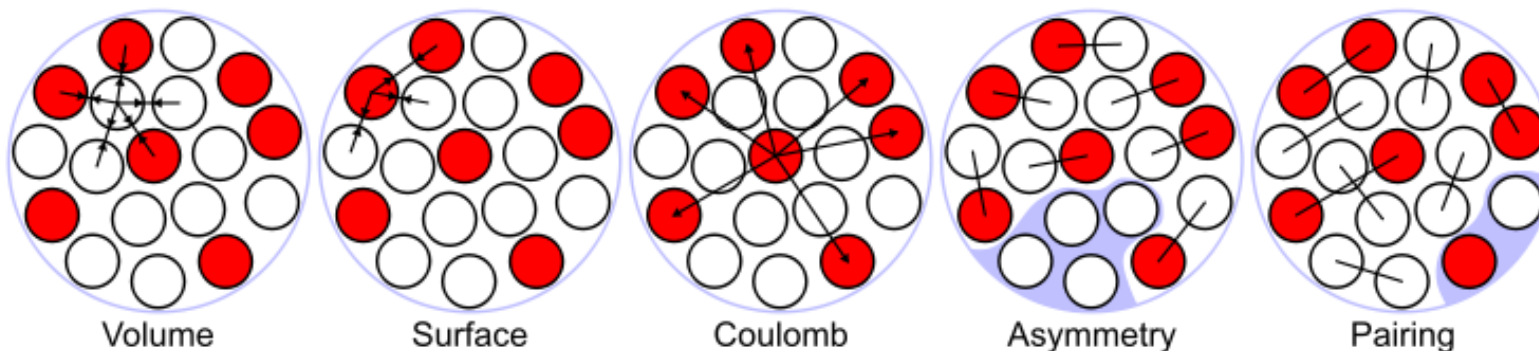
$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{— для чётно – чётных ядер} \\ 0 & \text{— для ядер с нечётным } A \\ -|\delta| & \text{— для нечётно – нечётных ядер} \end{cases}$$

$$|\delta| = \chi A^{-1/3}$$

$$\chi = 12$$

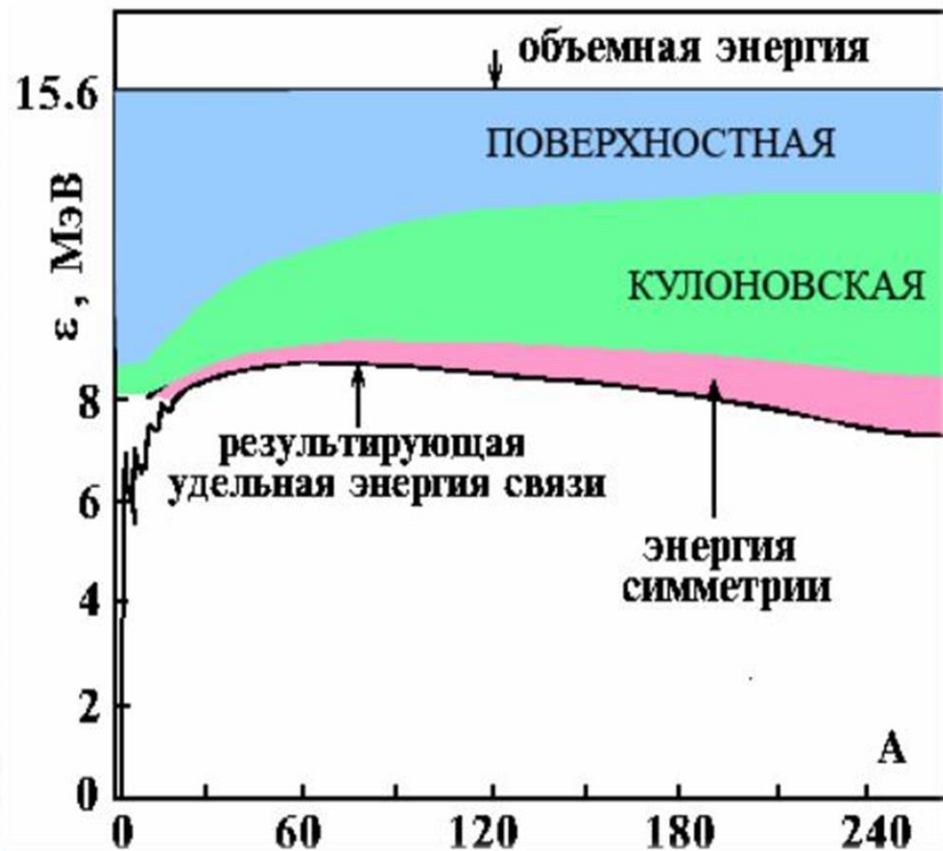
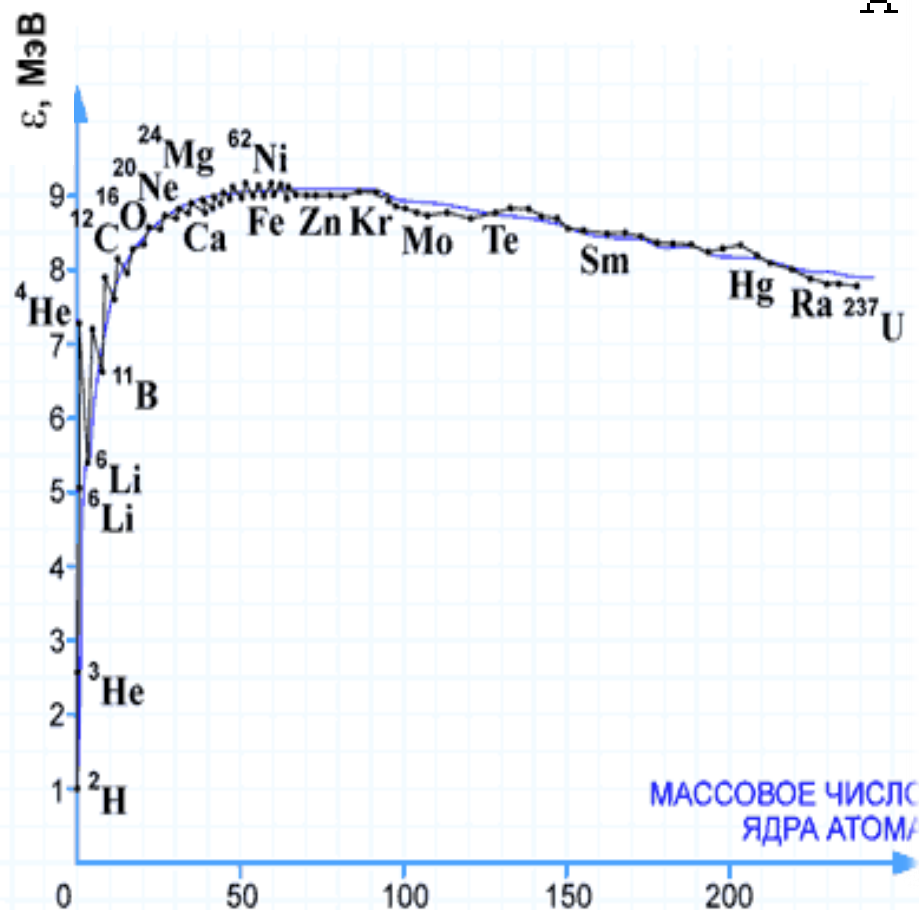


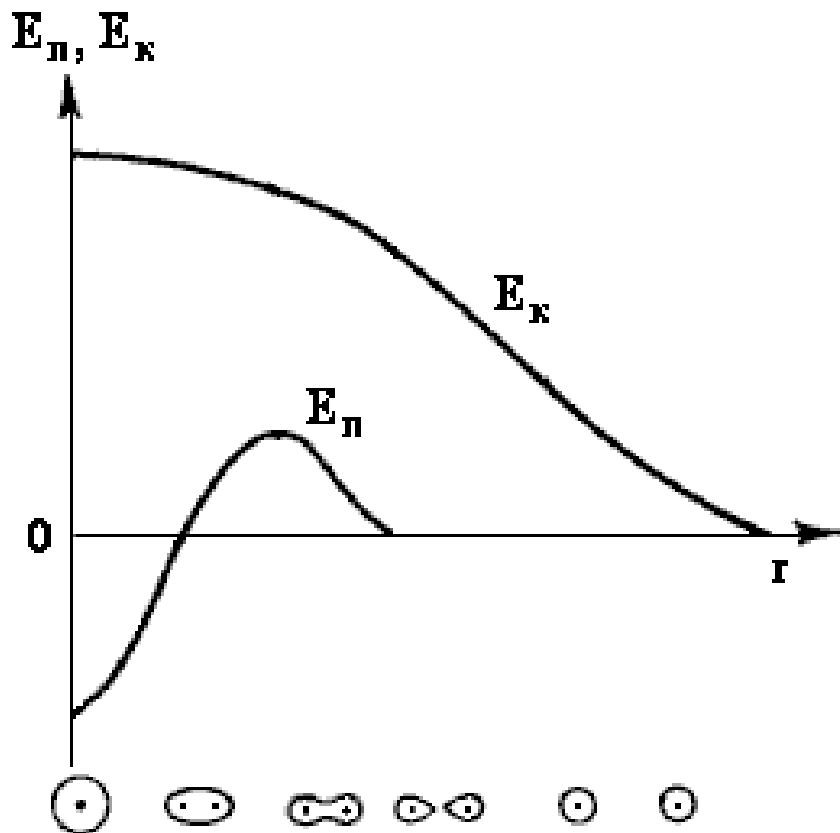
Карл Фридрих фон Вайцеккер
(1912-2007)



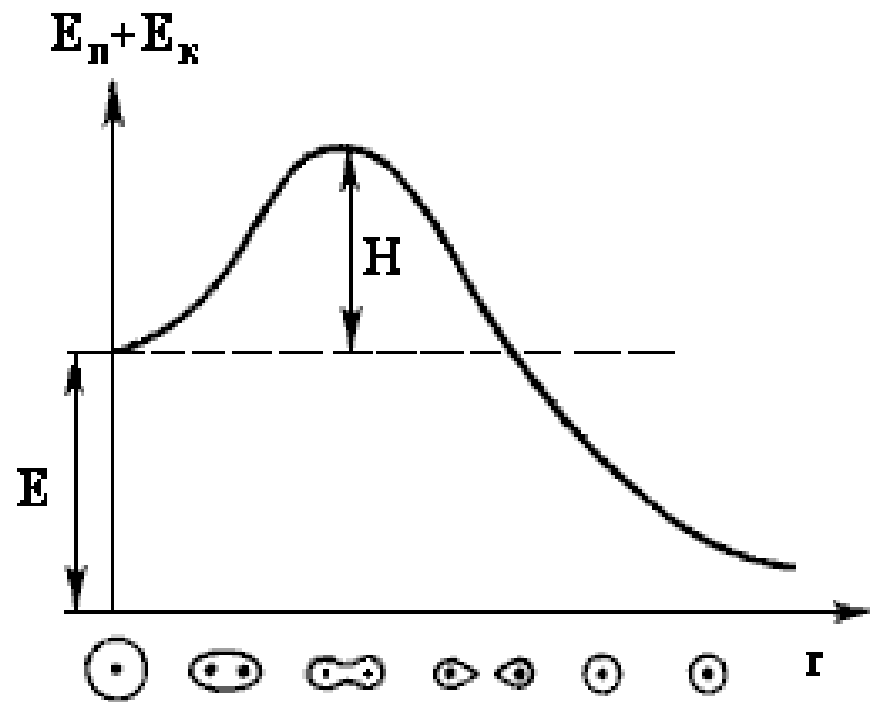
Зависимость удельной энергии связи от числа нуклонов A

$$\varepsilon = \frac{E_{\text{св}}}{A}$$





Изменение поверхностной и Кулоновской энергий ядра в процессе деления



Изменение суммарной поверхностной и Кулоновской энергии в процессе деления ядра

Энергия отделения нейтрона от ядра

$$E_{\text{отд.н}} = M(A-1, Z) + m_n - M(A, Z)$$

Энергия отделения протона

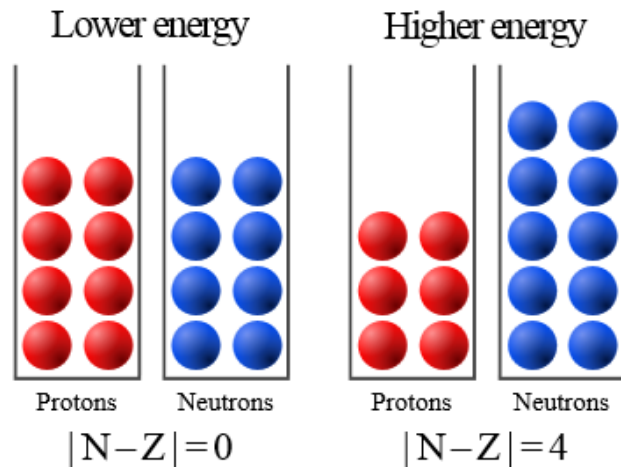
$$E_{\text{отд.р}} = M(A-1, Z-1) + M(^1\text{H}) - M(A, Z)$$

Ядро	$E_{\text{св}}$	ε	$E_{\text{отд.н}}$	$E_{\text{отд.р}}$
^{11}B	76.20	6.93	11.40	11.20
^{12}C	92.16	7.67	18.72	15.96
^{13}C	97.10	7.45	4.95	17.20
^{14}C	105.3	7.51	8.17	20.8
^{13}N	94.10	7.24	20.10	1.94

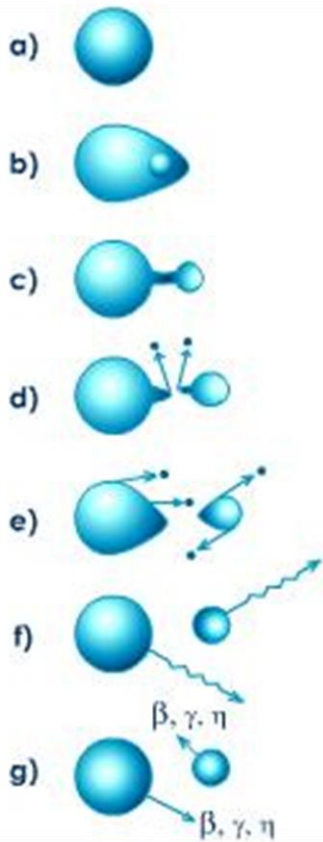
Магические числа протонов и нейтронов

п	2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184
р	2, 8, 20, 28, 50, 82, 114

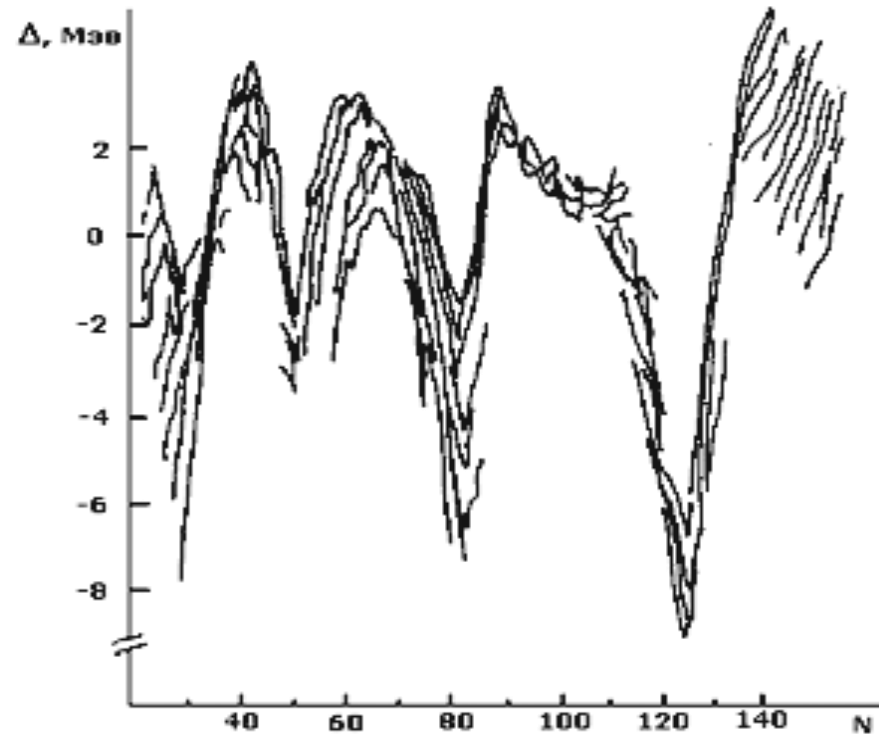
$$A = 16$$



Наибольшим успехом капельной модели ядра явилась полуколичественная теория деления атомных ядер. Однако капельная модель столкнулась с рядом проблем, в частности, она была не в состоянии объяснить асимметрию массового распределения осколков деления – капельная модель предсказывает деление ядра на два осколка одинаковой массы. Вне компетенции капельной модели находятся описания спинов и четностей ядер

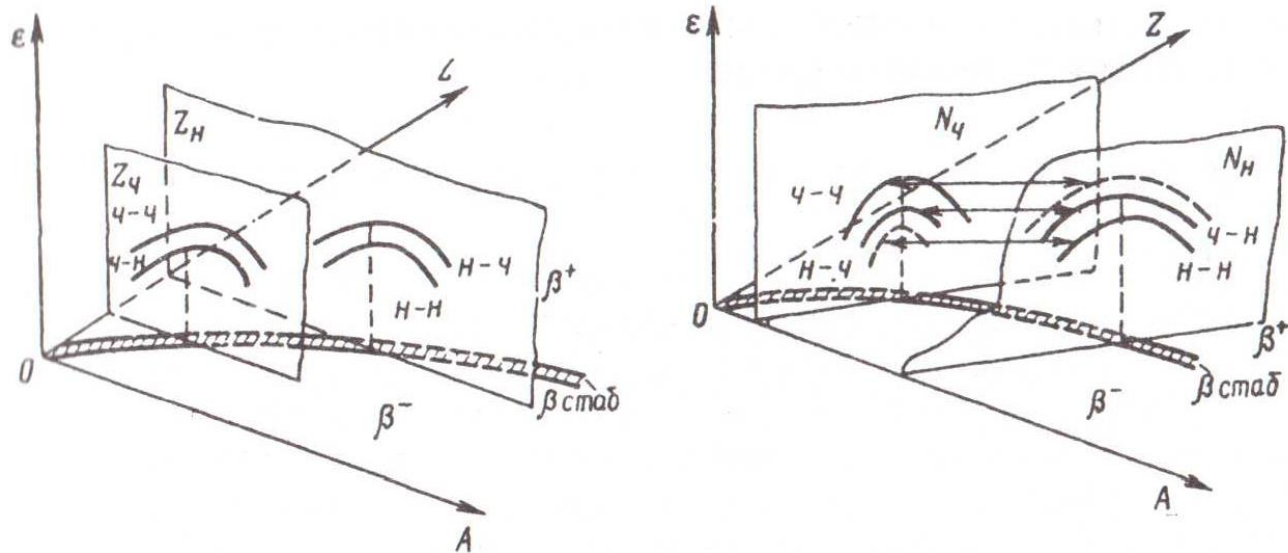
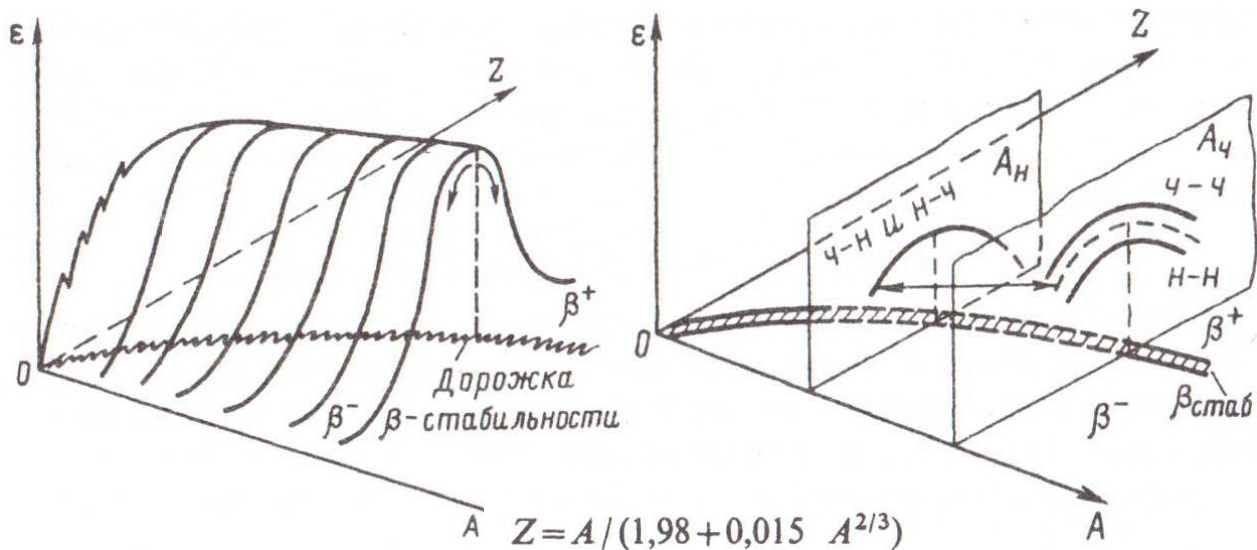


Разность масс между *экспериментальными значениями* и *предсказаниями* формулы Вайцеккера для ядер с различным числом нейтронов

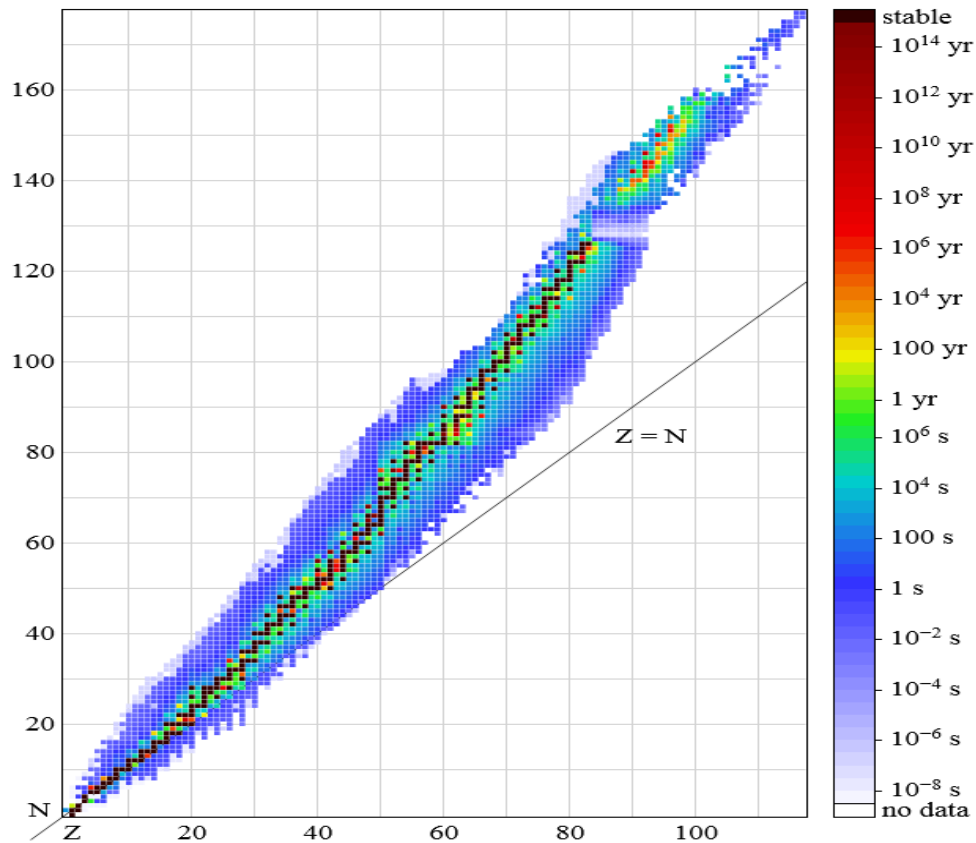


n	2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184
p	2, 8, 20, 28, 50, 82, 114

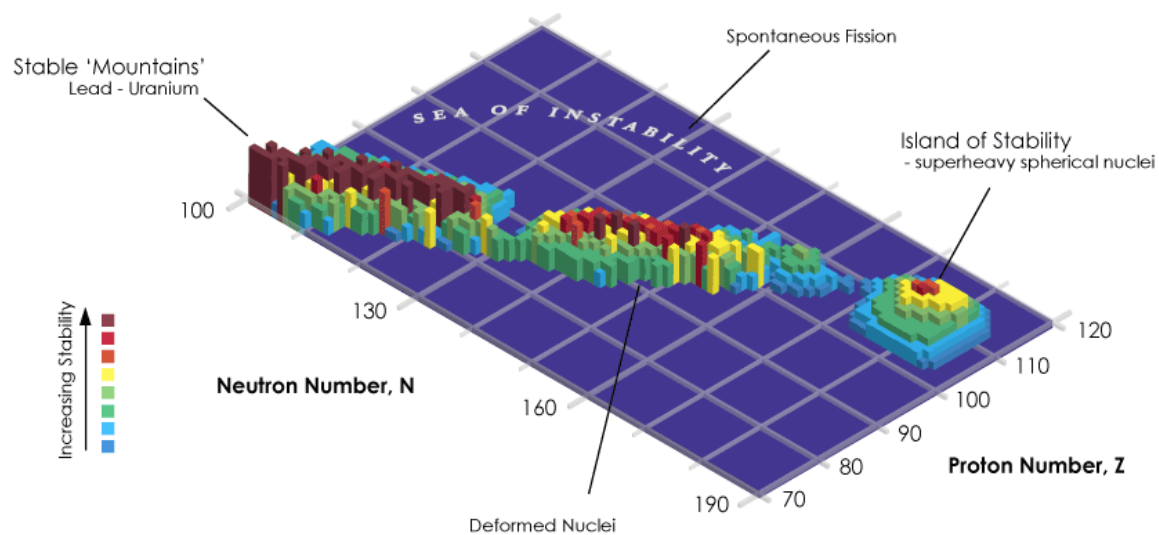
Магические числа протонов и нейтронов



в более точном приближении энергетическая поверхность является трехслойной поверхностью, на верхнем слое которой расположены значения ϵ для четно-четных (ч-ч) ядер, на среднем — для нечетно-четных (н-ч) и четно-нечетных (ч-н) и на нижнем — для нечетно-нечетных (н-н).



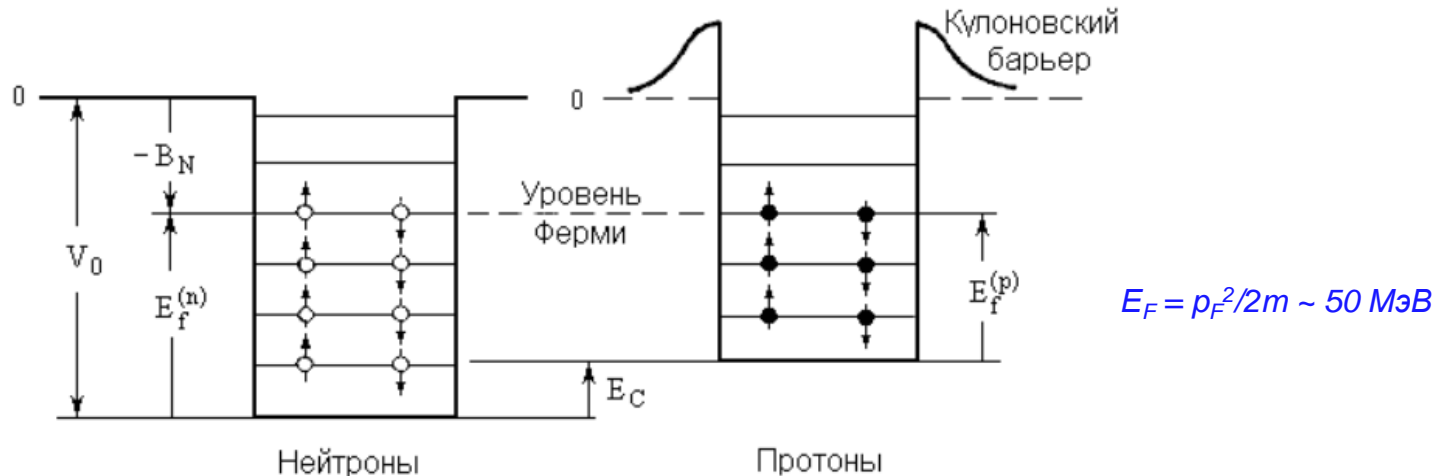
Зависимость числа нейтронов N от числа протонов Z для стабильных ядер ($N=A-Z$).



3. Модель Ферми-газа

Основанием введения этой простейшей модели служит то обстоятельство, что *незначительная часть объёма* ядра занята нуклонами: поскольку размер нуклона в ядре ~ 0.45 Фм (а свободного нуклона ~ 0.8 Фм), то нуклонами занята только **1/50** объёма ядра.

Можно рассматривать нуклоны в ядре как вырожденный Ферми-газ (нуклоны занимают нижние уровни), заключённый в потенциальной яме



На каждом нейтронном (или протонном) уровне могут в соответствии с принципом Паули находиться только два нейтрона (или протона), имеющие разные проекции спина σ

В этой модели рассматривается движение невзаимодействующих друг с другом нуклонов в области объемом V , в пределах которой потенциал считается постоянным. Одночастичные состояния нейтронов и протонов описываются плоскими волнами $\Psi_{\vec{p}\sigma} = V^{-1/2} \exp(i\vec{p} \cdot \vec{r} / \hbar) \chi_{\sigma}$, где χ_{σ} - спиновая функция нуклона, характеризующая величину проекции спина ($\sigma = \pm 1/2$) на ось квантования z , \vec{p} - импульс нуклона, \vec{r} - его радиус вектор и $\hbar = 6,5820 \cdot 10^{-22}$ МэВ·сек

Эта модель так же, как и капельная модель, *не описывает существование особо устойчивых магических ядер*. Эта модель используется при описании рождения π -мезонов при взаимодействии нуклонов с ядром

4. Оболочечная модель ядра

Свойства ядер, подобно свойствам атомов, обнаруживают определённую периодичность при изменении числа составляющих их нуклонов.

В **1949 г.** Мария Гёпперт-Майер и Ханс Йенсен объяснили наличие *магических чисел* $N, Z = 50, 82$ и $N = 126$ взаимодействием спина нуклона с его орбитальным моментом количества движения. Величина магнитного момента используется для проверки заполнения оболочек. Наилучшие предсказания получены для ядер вблизи заполненных оболочек (потенциал – сферически симметричен)

Основные положения:

1. *Нуклоны в ядре движутся в сферически симметричном самосогласованном поле ядерных сил*, создаваемом всеми нуклонами ядра – потенциал Вудса-Саксона. Собственные состояния нуклона в такой яме находят, решая соответствующее уравнение Шредингера.

$$U(r) = -\frac{U_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)},$$

где

- $R = r_0 A^{1/3}$ – радиус ядра,
 - $r_0 \approx 1,25$ фм, параметр, приблизительно равный среднему расстоянию между нуклонами в ядре;
 - A – массовое число ядра,
- a – параметр диффузности, характеризующий размытие края потенциальной ямы (0,5 фм),
- U_0 – глубина потенциальной ямы (типичное значение — 50 МэВ).

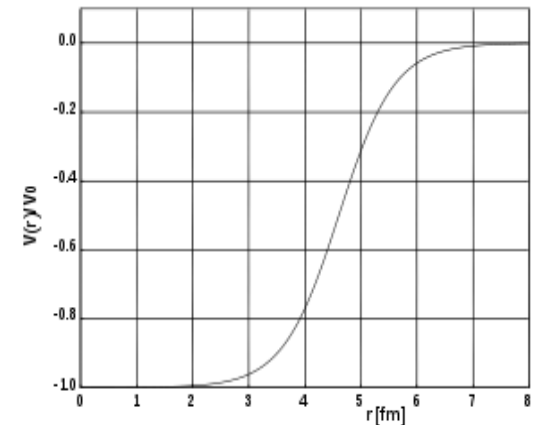


Мария Гёпперт-Майер
(1906 – 1972)



Ханс Йенсен
(1906 – 1973)

Нобелевская премия по физике
1963 г. «За открытия в области
ядерной модели оболочек»



Форма потенциала Вудса — Саксона

Б

2. Нуклоны в потенциальной яме могут находиться на различных дискретных энергетических уровнях.

Основному состоянию ядра соответствует полное заполнение самых нижних уровней. Заполнение оболочек происходит в соответствии с принципом Паули.

Состояние нуклона в потенциальной яме характеризуется квантовыми числами n, l, j, m_j и определенной чётностью. Число $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число нумерует энергетические уровни нуклона при заданном l . Чем больше энергия нуклона, тем больше n и тем больше среднее расстояние нуклона от центра ядра. Уровни с квантовыми числами орбитального момента $l = 0, 1, 2,$ и т.д. (орбитальный момент может иметь только целочисленные значения обозначаются соответственно буквами s (не путать с обозначением спина), p, d, f и далее по алфавиту). По правилу сложения квантовомеханических векторов для $l \neq 0$ квантовое число j полного момента может иметь только два значения

$$j = l \pm 1/2.$$

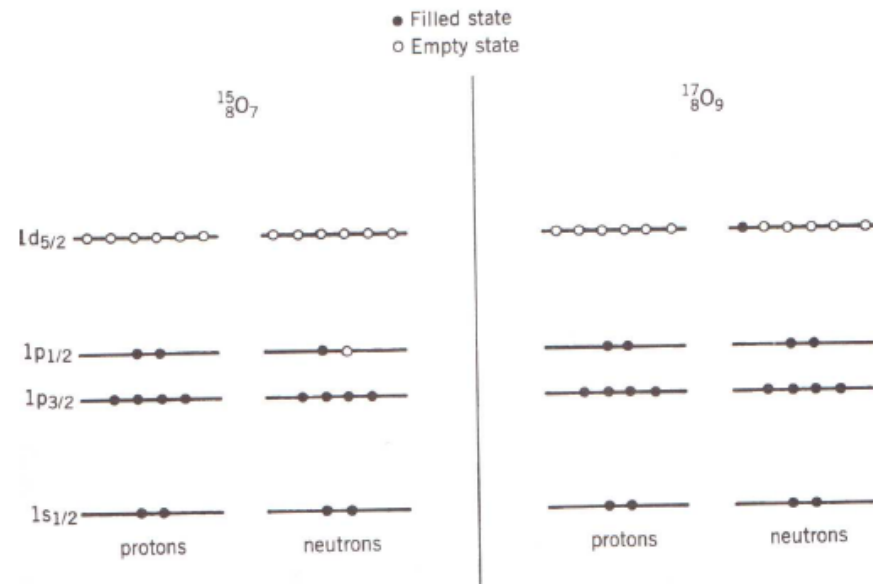
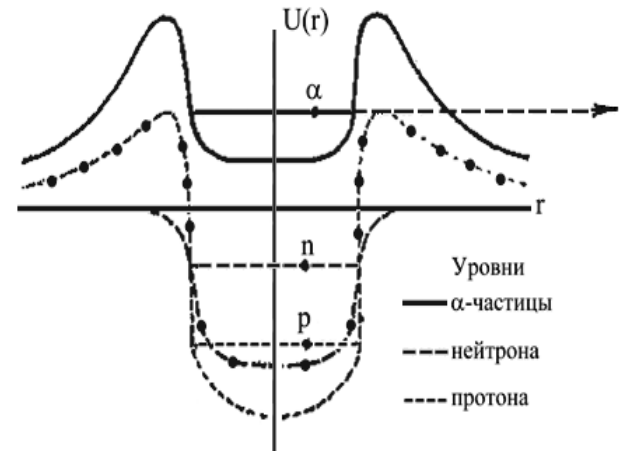
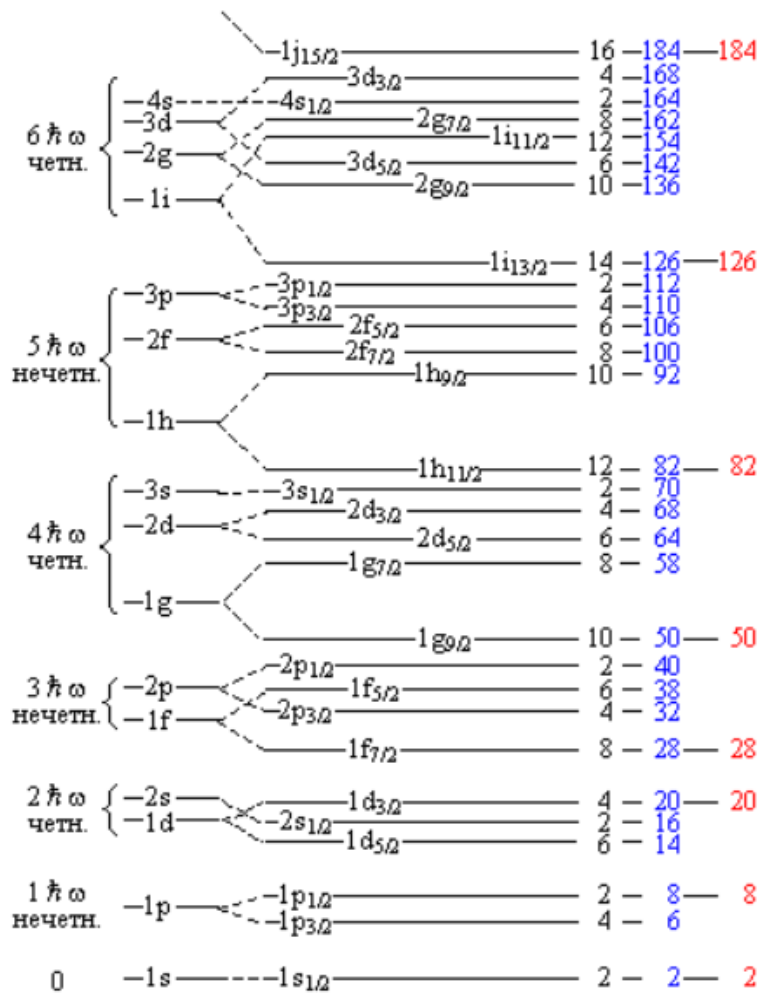
Значение полного момента j указывается нижним индексом у латинской буквы, определяющей значение l . Таким образом, в ядре возможны состояния нуклонов следующего вида: $s_{1/2}, p_{1/2}, p_{3/2}, d_{3/2}, d_{5/2}$ и т. д.

Различные орбиты $n l_j$ обозначаются буквами и цифрами. Например, $2s_{1/2}$ это состояние с $n=2, l=0$ и $j=1/2$; $3f_{7/2}$ это состояние с $n=3, l=3$ и $j=7/2$ и т.д.

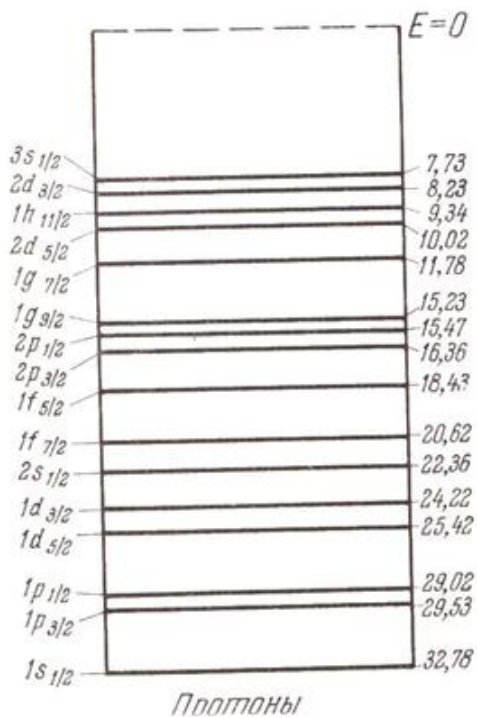
The magic numbers are then

- 1st shell: 2 states ($n = 0, j = 1/2$).
 - 2nd shell: 6 states ($n = 1, j = 1/2$ or $3/2$).
 - 3rd shell: 12 states ($n = 2, j = 1/2, 3/2$ or $5/2$).
 - 4th shell: 8 states ($n = 3, j = 7/2$).
 - 5th shell: 22 states ($n = 3, j = 1/2, 3/2$ or $5/2$; $n = 4, j = 9/2$).
 - 6th shell: 32 states ($n = 4, j = 1/2, 3/2, 5/2$ or $7/2$; $n = 5, j = 11/2$).
 - 7th shell: 44 states ($n = 5, j = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ or $9/2$; $n = 6, j = 13/2$).
 - 8th shell: 58 states ($n = 6, j = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$ or $11/2$; $n = 7, j = 15/2$).
- 2
 - $8 = 2 + 6$
 - $20 = 2 + 6 + 12$
 - $28 = 2 + 6 + 12 + 8$
 - $50 = 2 + 6 + 12 + 8 + 22$
 - $82 = 2 + 6 + 12 + 8 + 22 + 32$
 - $126 = 2 + 6 + 12 + 8 + 22 + 32 + 44$
 - $184 = 2 + 6 + 12 + 8 + 22 + 32 + 44 + 58$

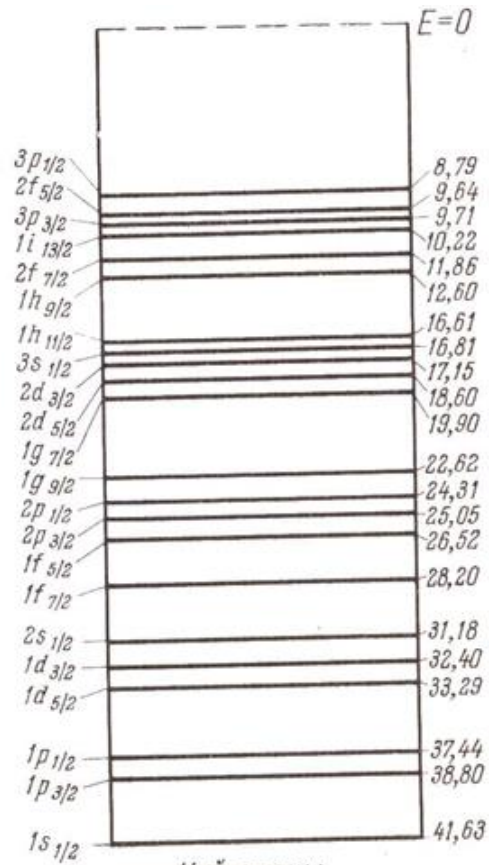
Одночастичные уровни в оболочечном потенциале.



Фигурные скобки объединяют уровни, входящие в одну осцилляторную оболочку. Черным цветом дано число вакантных мест для нуклонов одного сорта, в синем приведено полное число частиц, красным указаны магические числа



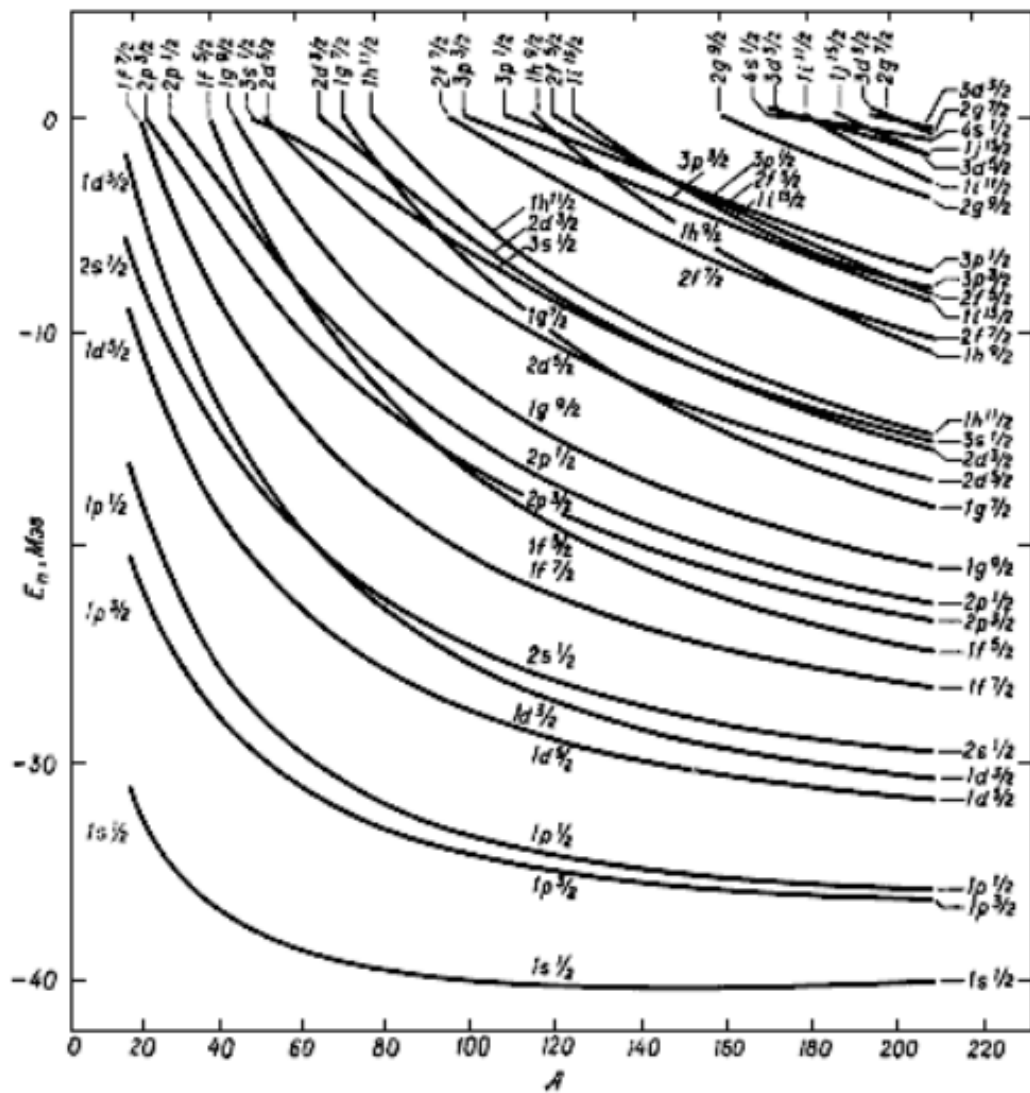
Протоны



Нейтроны

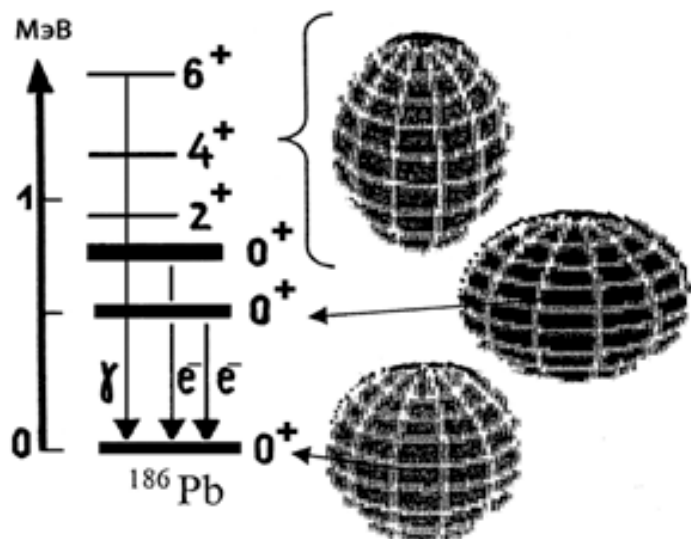
Последовательность протонных и нейтронных уровней в самосогласованном потенциале изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$

М. Гепперт-Майер: «Располагая уровни в надлежащем порядке, мы должны принимать во внимание спин-орбитальную связь. Орбиту отдельного нуклона нельзя уже полностью характеризовать лишь орбитальным импульсом l , нужно кроме l учесть еще и $j = l \pm \frac{1}{2} \dots$ Разность энергий двух уровней с одним и тем же l , но с разным j , растёт с увеличением l . Предлагаемая модель подразумевает некоторые утверждения, которые можно сравнить с опытными данными. Речь идёт о том, что ядро с замкнутой оболочкой протонов и нейтронов обладает равным нулю моментом импульса. Если добавить к ней ещё один нуклон, то полный момент будет равен моменту этого одного нуклона. Мы можем предсказать по нашей схеме уровней, что это будет означать. Во всех случаях оказывается полное соответствие между предсказанием и результатами эксперимента».



Зависимость энергии нейтронных одночастичных состояний от массового числа A сферически симметричных атомных ядер

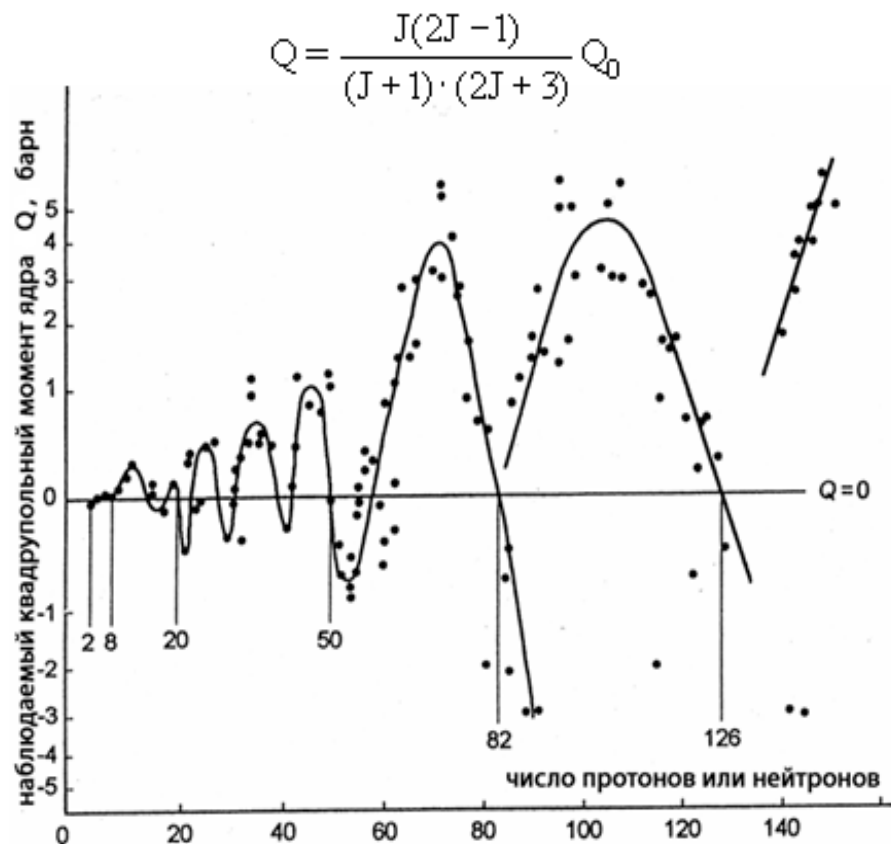
Наблюдаемые электрические квадрупольные моменты ядер



Форма атомных ядер может изменяться в зависимости от того, в каком возбуждённом состоянии оно находится.

Так, например, ядро ^{186}Pb в основном состоянии (0^+) сферически симметрично, в первом возбужденном состоянии 0^+ имеет форму сплюснутого эллипса, а в состояниях 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ форму вытянутого эллипсоида.

Форма атомного ядра может отличаться от сферически симметричной также и в основном состоянии ядра, о чем свидетельствуют наблюдаемые электрические квадрупольные моменты ядер.



Модель ядерных оболочек столкнулась с проблемами при описании электрических квадрупольных моментов ядер. В модели ядерных оболочек оказалось невозможно объяснить большие квадрупольные моменты ядер, далеких от магических ядер, в частности, в ядрах с $A = 140-190$ и в области трансурановых элементов.

Оболочка	Ядро	Спин	Магн. момент		Состояние
			эксп.	теор.	
I	n	1/2	-1.91	–	$1S_{1/2}^1$
	p	1/2	2.79	–	$1S_{1/2}^1$
	$1d^2$	1	0.86	0.88	$1S_{1/2}^2$
	$1H^3$	1/2	2.98	2.79	$1S_{1/2}^3$
	$2He^3$	1/2	-2.13	-1.91	$1S_{1/2}^3$
	$2He^4$	0	0	0	$1S_{1/2}^4$
II	$2He^5$ и $3Li^5$ – этих ядер нет в природе, они распадаются на He^4 , т.е. оболочка $1S^4$ не может ничего присоединить.				
	$3Li^6$	1	0.82	0.88	$(1S^4) (2S^2)$ или $He^4 (2S^2)$
	$3Li^7$	3/2	3.26	3.07	$(1S^4) (1P_{3/2}^3)$
	$4Be^9$	3/2	-1.17	-1.14	$(1S^4) (1P_{3/2}^5)$
	$5B^{10}$	3	1.79	1.88	$(1S^4) (1P_{3/2}^6)$
	$5B^{11}$	3/2	2.69	–	$(1S^4) (1P_{3/2}^5) (2S^2)$
	$6C^{12}$	0	0	0	$(1S^4) (1P_{3/2}^8)$
III	$6C^{13}$	1/2	0.70	0.64	$(1S^4) (1P_{3/2}^8) (1P_{1/2}^1)$
	$7N^{14}$	1	0.40	0.40	$(1S^4) (1P_{3/2}^8) (1P_{1/2}^2)$
	$7N^{15}$	1/2	-0.28	-0.24	$(1S^4) (1P_{3/2}^8) (1P_{1/2}^3)$
	$8O^{16}$	0	0	0	$(1S^4) (1P_{3/2}^8) (1P_{1/2}^4)$
IV	O^{17}	5/2	-1.89	-1.91	$(1S^4) (1P_{3/2}^8) (1P_{1/2}^4) (1d_{5/2}^1)$
	F^{19}	1/2	2.63	2.79	$(1S^4) (1P_{3/2}^8) (1P_{1/2}^4) (2S_{1/2}^3)$
	Ne^{20}	0	0	0	$(1S^4) (1P_{3/2}^8) (1P_{1/2}^4) (2S_{1/2}^4)$
V	Ne^{21}	3/2	–	–	$(1S^4) (1P_{3/2}^8) (1P_{1/2}^4) (2S_{1/2}^4) (1P_{3/2}^4)$
	Na^{22}	3	1.75	1.88	$(2P_{3/2}^1)$
	Mg^{25}	5/2	-0.85	-1.06	$(1S_{1/2}^3)$
	Si^{28}	0	0	0	$(1S_{1/2}^4)$

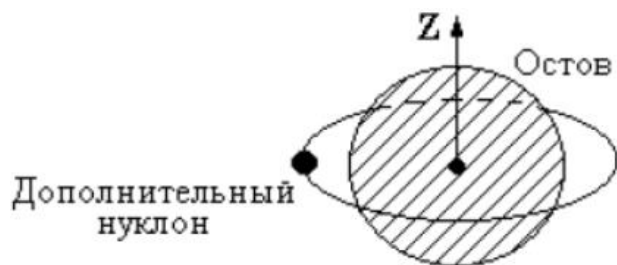
Близость $\mu_{\text{эксп}}$ и $\mu_{\text{теор}}$ свидетельствует о справедливости предложенной модели.

Для ядер, у которых заполнены оболочки, спин равен нулю. *Таким образом, спин и магнитный момент ядра определяются непарным нуклоном, находящимся в данном состоянии.*

Оболочечная модель не объясняет *деформированные* ядра.

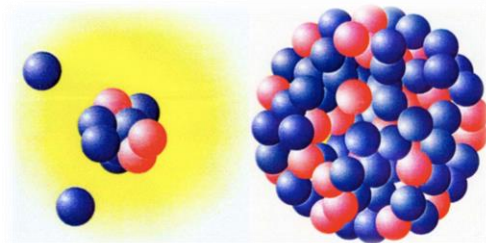
Для объяснения существования деформированных ядер используются значения квадрупольных электрических моментов и *обобщенная* модель ядра.

5. Обобщённая модель ядра



Модель рассматривает заполненную оболочку как остов, и в ее поле вращается дополнительный нуклон. Остов ядра деформируется валентным нуклоном, что приводит к появлению квадрупольного электрического момента ядра Q

$$Q = Z \int r^2 \rho(r) (3 \cos^2 \theta - 1) d^3r.$$



^{11}Li

^{208}Pb



Джеймс Рейнуотер
(1917-1986)



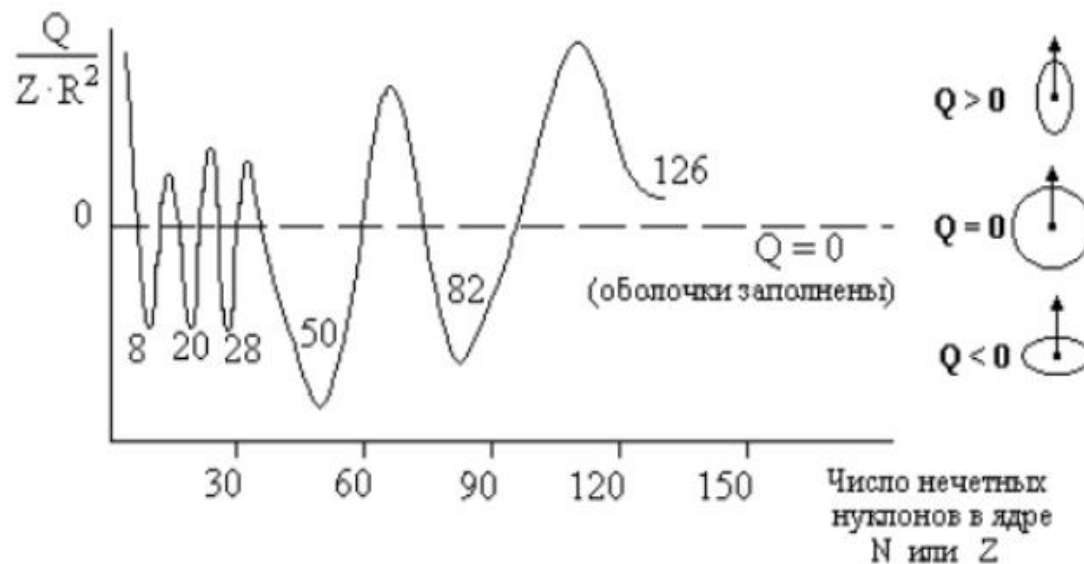
Оге Бор
(1922-2009)



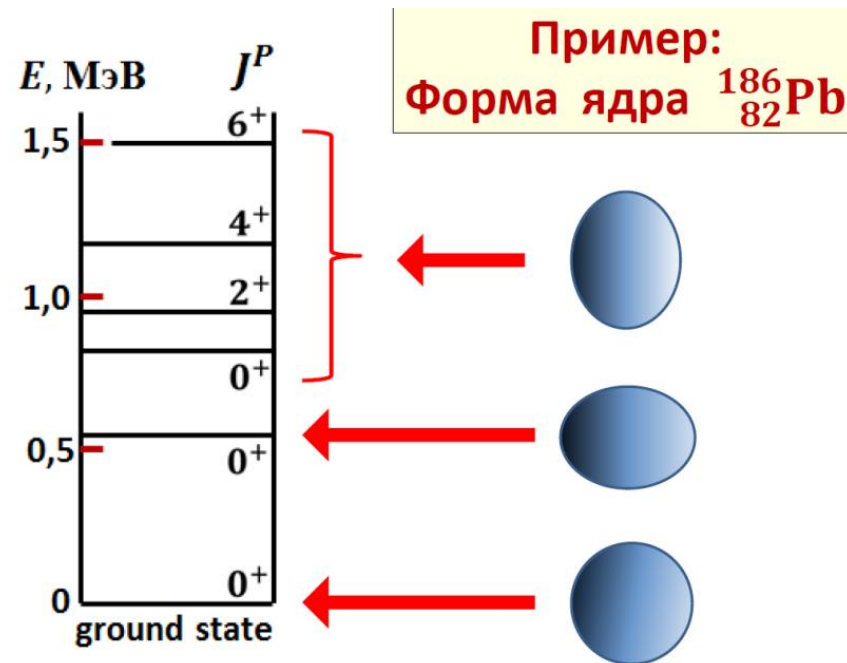
Бен Мотгельсон
(р. 1926)

Нобелевская премия по физике 1975 г.

За открытие связи между коллективным и одночастичным движением в атомном ядре и создание на базе этой теории структуры атомного ядра.



Модель используется для описания деформированных атомных ядер, которые могут быть вытянутыми или сплюснутыми относительно оси симметрии ядра. Ось симметрии ядра, как правило, совпадает с направлением суммарного спина ядра.



6. Оптическая модель ядра

Ядро представляет собой "серую" полупрозрачную сферу с определенными коэффициентами преломления и поглощения.

При попадании на такую сферу упавшая частица (волна) испытывает все виды взаимодействия, характерные для распространения света в полупрозрачной оптической среде: отражение, преломление, поглощение.

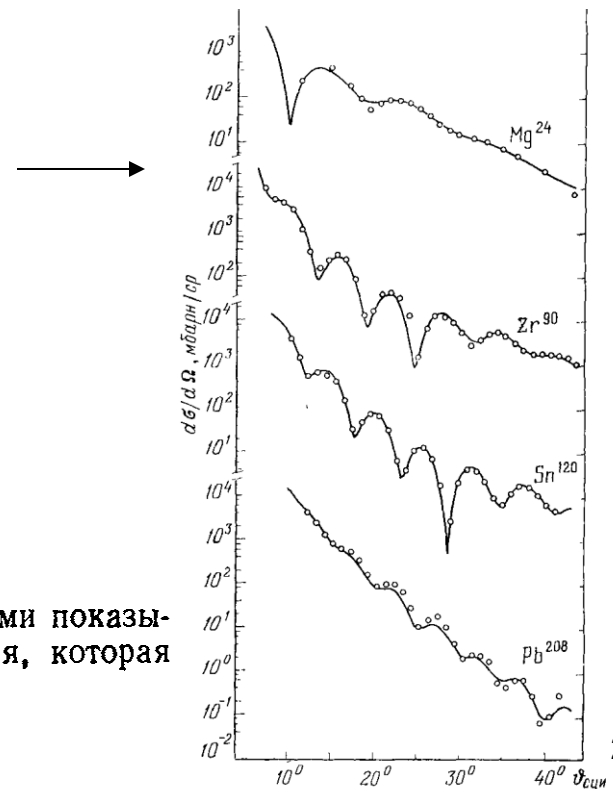
Усредненный потенциал в таком ядре имеет вид $U(r) = V + iW$, т.е. содержит мнимую часть, учитывающую поглощение падающей волны. В разных вариантах оптической модели потенциал $U(r)$ представляют в виде прямоугольной ямы.

Модель позволяет вычислять упругое рассеяние, суммарное сечение всех неупругих процессов, а также угловые характеристики рассеянных ядер частиц.

Дифференциальные сечения упругого рассеяния ядра изотопа гелия ${}^3_2\text{He}$ с энергией 130 МэВ на разных ядрах.

Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые рассчитаны по оптической модели с соответствующим подбором параметров оптического потенциала.

Практический анализ и сравнение расчетов с опытными данными показывают, что оптическая модель описывает ту часть упругого рассеяния, которая происходит без образования составного ядра.



7. Модель Глаубера

Рассеяние быстрой частицы на ядре сводится к последовательному рассеянию ее на отдельных частицах мишени. Результирующее рассеяние получается усреднением по положениям рассеивающих центров. Рассеяние на отдельной частице носит характер дифракционного.

1. Фазовые сдвиги, возникающие при прохождении через ядро падающей частицы-волны, вызываемые отдельными нуклонами ядра, суммируются.
2. Рассмотрение прохождения частицы через ядро проводится в представлении параметра удара (геометрическая оптика).
3. Ядерная волновая функция не успевает измениться за время прохождения частицы через ядро.

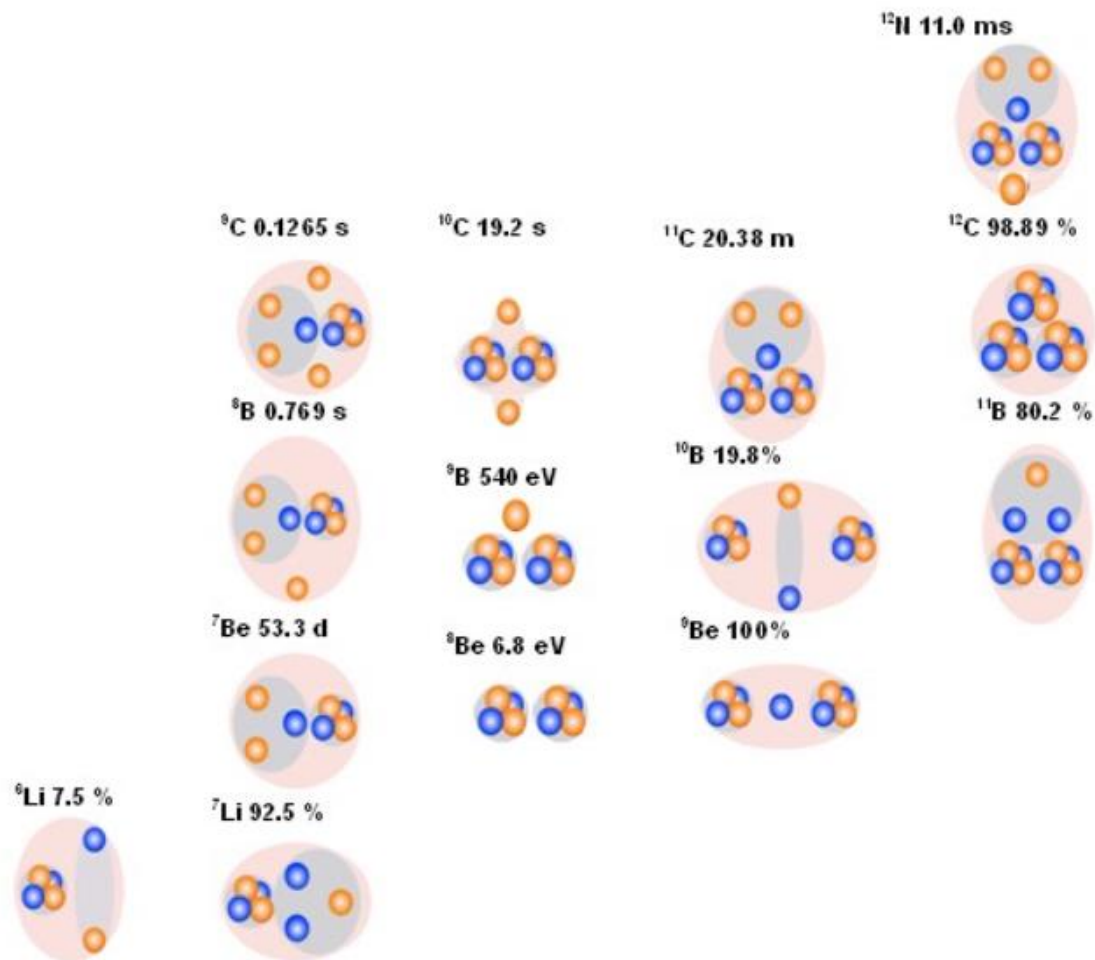
Как известно, сечение взаимодействия частицы с ядром для процессов сильного взаимодействия может быть представлено в виде

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{упр}} + \sigma_{\text{неупр}} + \sigma_{\text{квазиупр.}}$$

В модели Глаубера сечение имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &= A\sigma_{\text{pp}} \left[1 - \frac{A^2}{A+1} \frac{\sigma_{\text{pp}}(1-\alpha^2)}{4\pi(R^2+2B)} + \dots \right] = \\ &= A\sigma_{\text{pp}} - G(A); \quad G(A) = G_{\text{упр}} + G_{\text{неупр}}, \end{aligned}$$

Кластеры в лёгких ядрах



Несмотря на то, что в простейших моделях атомное ядро обычно рассматривается как система, состоящая из отдельных нуклонов, в результате взаимодействия между нуклонами в ядре образуются компактные структуры, состоящие из двух или большего числа частиц, которые могут возникать внутри атомного ядра. Кластерная структура особенно отчетливо проявляется в лёгких ядрах. Кластерная структура атомных ядер проявляется в процессах α -распада, в различных ядерных реакциях.

8. Гидродинамические модели

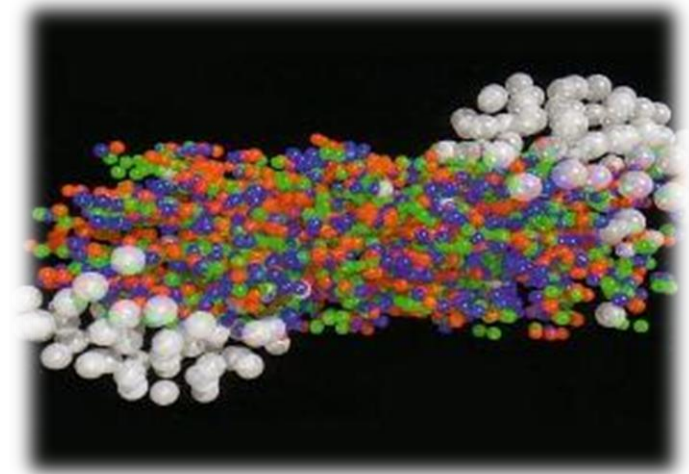
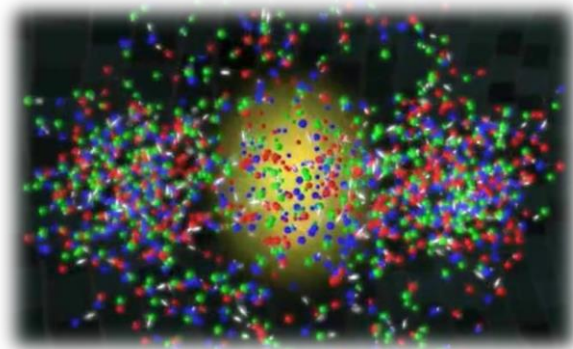
Ядро – гидродинамическая система, которую можно описать, введя уравнение состояния, плотность энергии, температуру, энтропию и другие гидродинамические характеристики ядерной материи.

Гидродинамические модели служат для описания сильновзаимодействующей ядерной материи, которая отождествляется с идеальной жидкостью. Вводятся локальные переменные, зависящие от координат x : плотность энергии $\varepsilon(x)$, давление $p(x)$, плотность энтропии $s(x)$, температура $T(x)$, 4-скорость $u_\mu(x)$. Для описания идеальной жидкости используется тензор энергии-импульса

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu}p$$

и закон сохранения

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0.$$



Указанный путь реализуется во многих гидродинамических моделях. Эти модели используются при описании процессов взаимодействия частиц с ядрами или ядер с ядрами при высоких энергиях и дают предсказания о множественном рождении частиц в зависимости от энергии сталкивающихся частиц, о поведении импульсных распределений вновь рожденных частиц ($f(p_\perp)$ и $f(p_\parallel)$).

ВМЕСТО ЗАКЛЮЧЕНИЯ:

“Трудно сегодня полностью представить то потрясение, которое испытали физики, воспитанные на представлениях модели жидкой капли и модели составного ядра, на которых основывалась интерпретация ядерных явлений в течение предыдущего десятилетия, в связи с обнаружением оболочечной структуры ядра.”

*О. Бор.
Вращательное движение в ядрах
УФН, т.120, вып. 4, стр. 544 (1976)*

Источники информации

1. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. СПб.: Издательство «Лань», 2008. Т.1, Глава II, стр.117-162
2. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Изд. 2е. М.: Наука, 1980. Глава III. <http://review3d.ru/shirokov-yu-m-yudin-n-p-yadernaya-fizika-izd-2e>
3. Б.С. Ишиханов. История атомного ядра, <http://nuclphys.sinp.msu.ru/histan/histan10.htm>
4. K.S.Krane. Introductory Nuclear Physics. Wiley, 1988. Chapter 5; <http://www.fulviofrisone.com/attachments/article/446/Krane%20-%20Introductory%20Nuclear%20Physics.pdf> .