



**Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»**

**Кафедра №7
экспериментальной ядерной физики и космофизики**


А.И. Болоздыня

Экспериментальная ядерная физика

Лекция №9

- 1. Общие закономерности ядерных реакций**
- 2. Нейтроны**
- 3. Теория ядерных реакция Бора**

2017



Лектор:
Болоздыня Александр Иванович
aibolozdynya@mephi.ru

Проф.каф.№7

Зам заведующего Межкафедральной лаборатории
экспериментальной ядерной физики

<http://enpl.mephi.ru/>

Содержание осенней части курса ЭЯФ

9. Общие закономерности ядерных реакций.
Нейтроны. Теория ядерных реакций Бора
10. Деление ядер
11. Термоядерные реакции
12. Ядерные реакции под действием ускоренных частиц
13. Элементарные частицы и их классификация
14. Ядерная астрофизика
15. Прикладная ядерная физика

Лекция №9

- 1. Классификация ядерных реакций**
- 2. Законы сохранения в ядерных реакциях:**
 - электрического заряда
 - барионного числа
 - энергии
 - импульса
 - чётности
 - изотопического спина
- 3. Сечение ядерной реакции**
- 4. Нейтрон**
- 5. Теория ядерных реакций Бора**

1. Классификация ядерных реакций

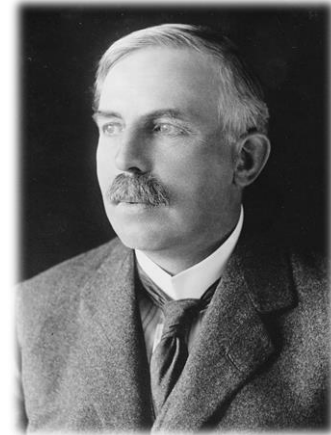
Ядерная реакция – процесс взаимодействия атомного ядра с другим ядром или элементарной частицей, который может сопровождаться изменением состава и строения ядра.

Во время ядерной реакции происходит перераспределение энергии и импульса частиц, которое может приводить к образованию других частиц, вылетающих из места взаимодействия.

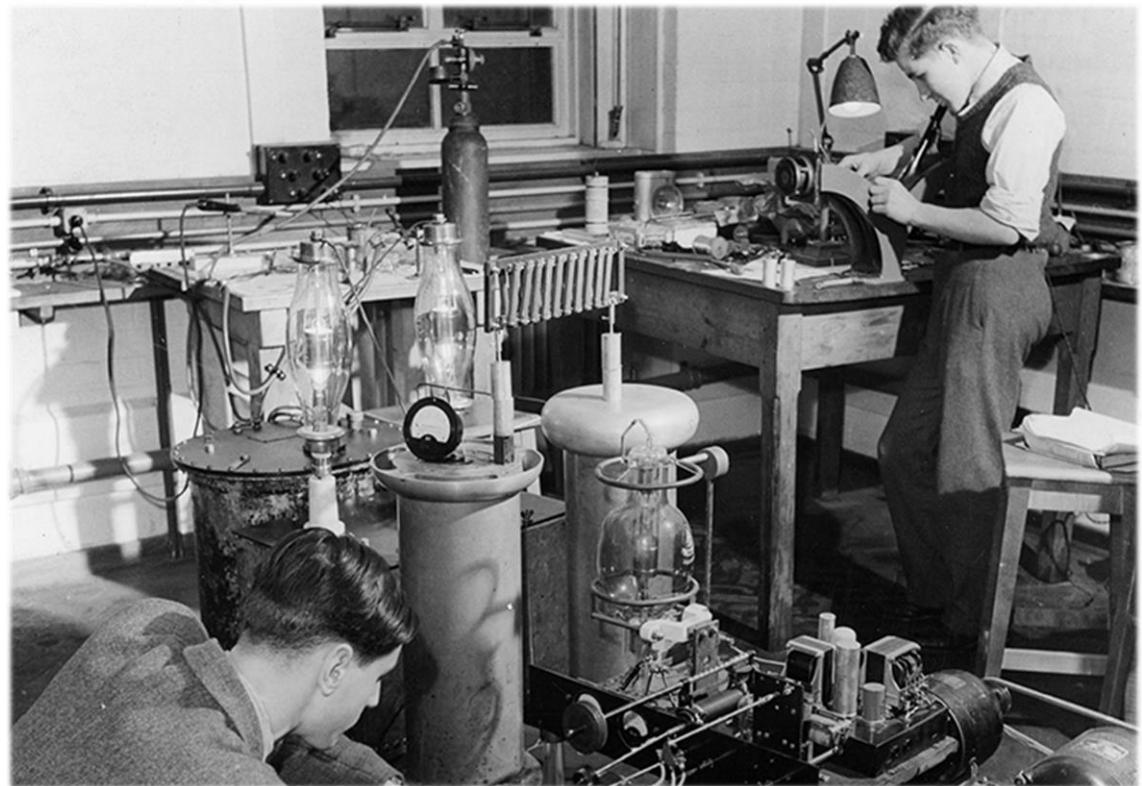
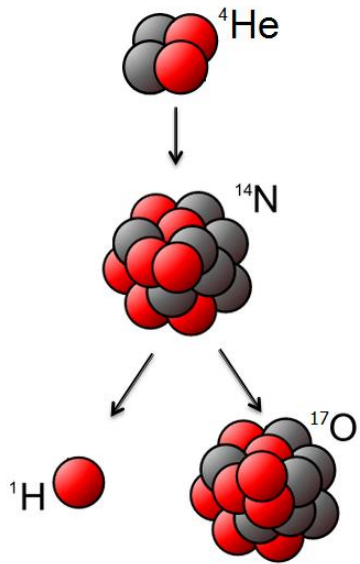
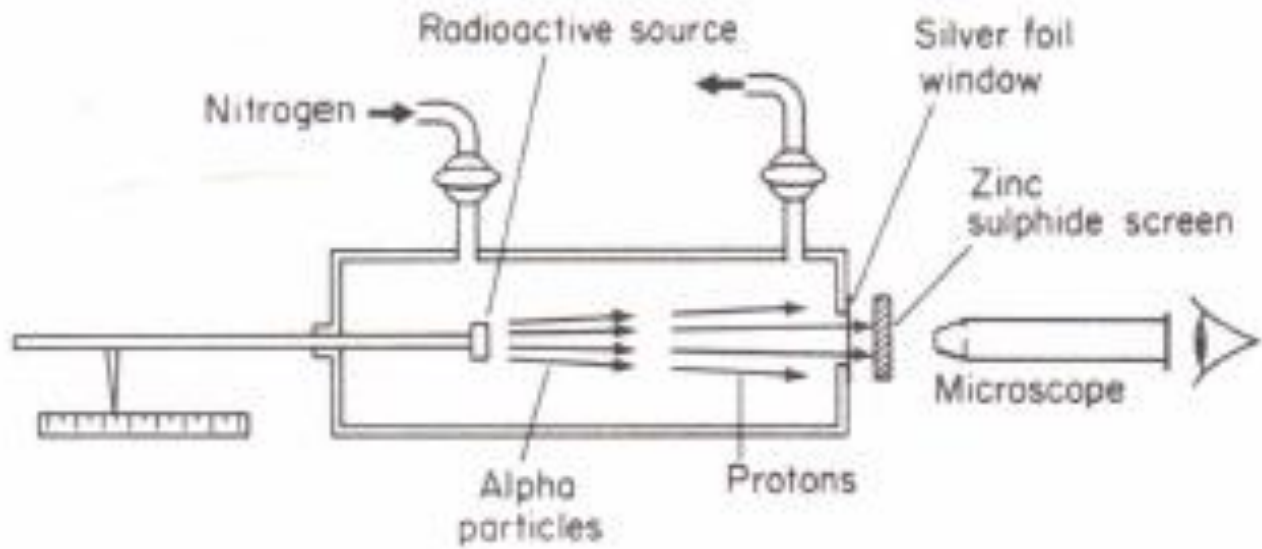
Впервые ядерную реакцию наблюдал Э. Резерфорд в 1919 году, бомбардируя α -частицами ядра атомов азота, в результате чего появились другие частицы с большим пробегом в газе, которые были идентифицированы как протоны.



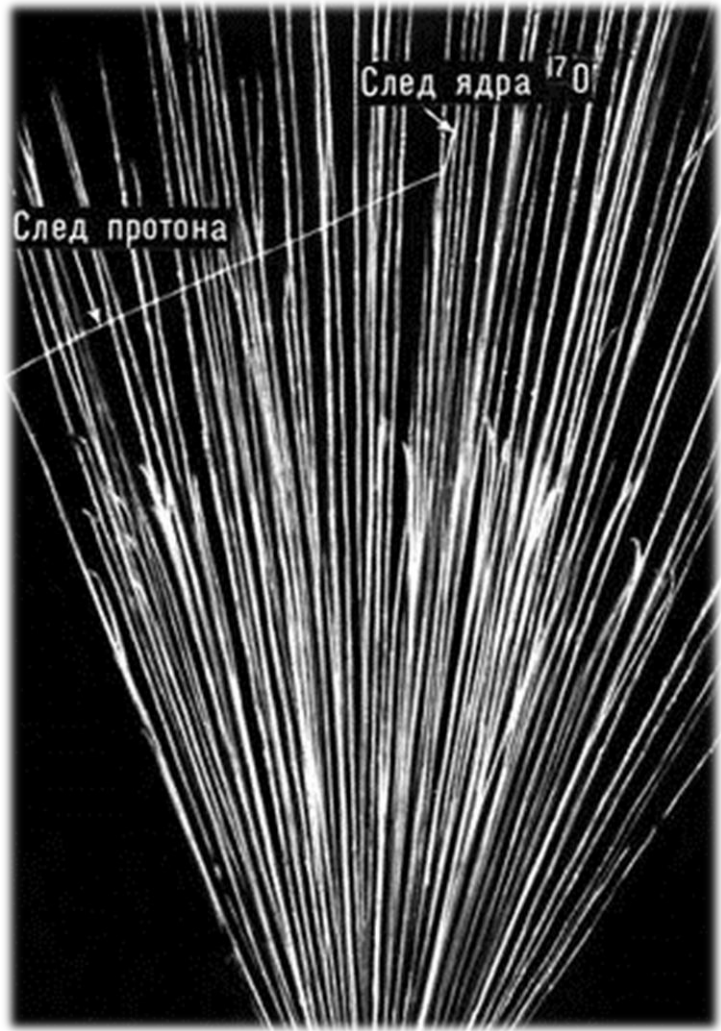
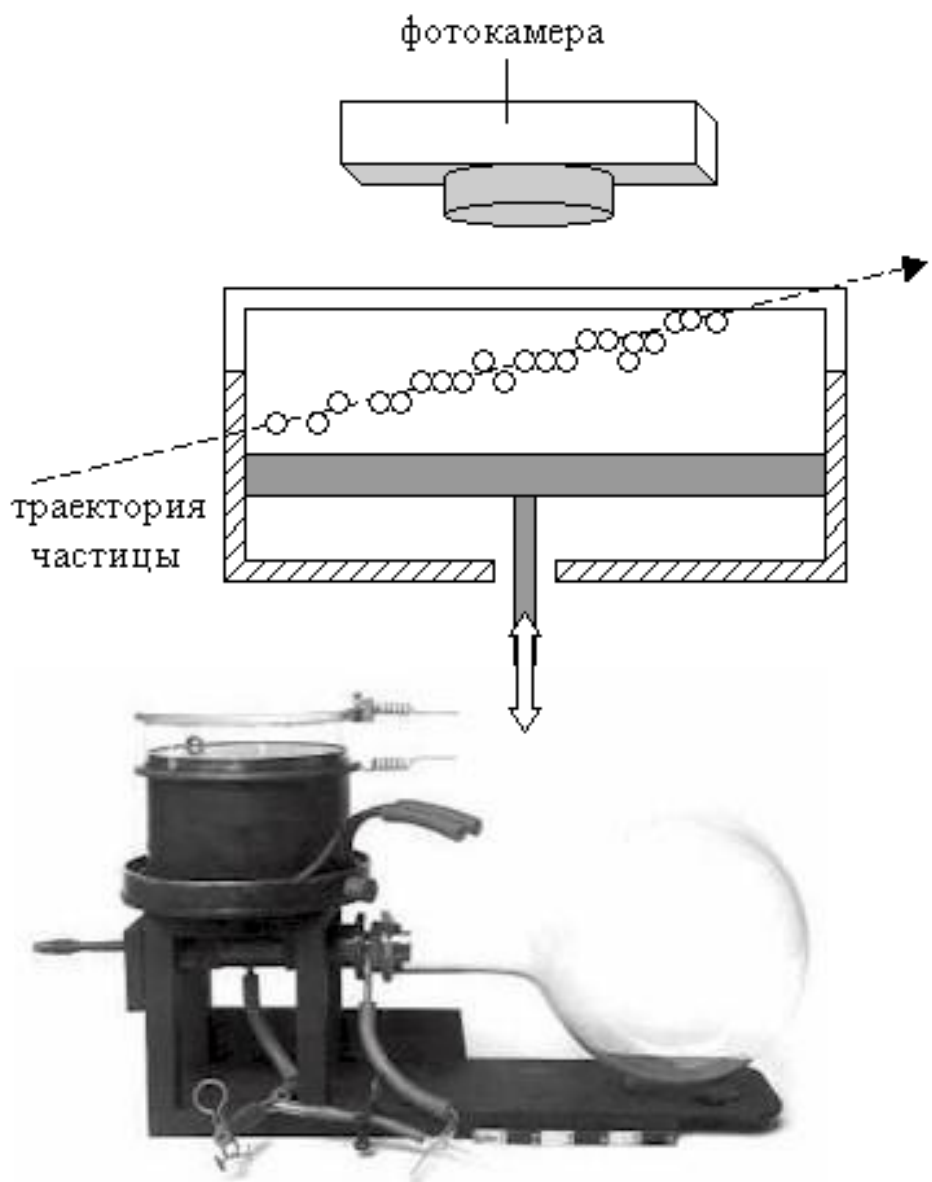
Впоследствии с помощью камеры Вильсона были получены фотографии этого процесса.



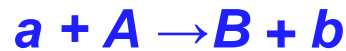
Эрнест
Резерфорд
(1871-1937)



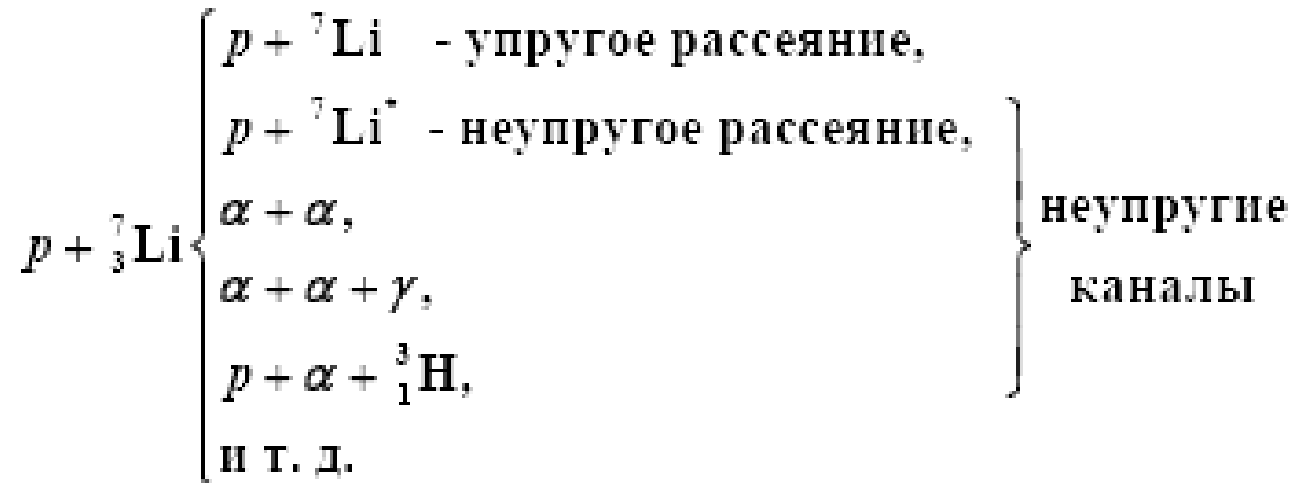
Камера Ч.Вильсона изобретена в 1912 г. (Нобелевская премия 1927 года)



Ядерная реакция



может идти несколькими конкурирующими путями, например:



Входной канал

Выходной канал

При классификации ядерных реакций по времени протекания в качестве временного масштаба критерием является время пролёта частицы через ядро:

$$\tau_{\text{я}} = \frac{2R}{v} \approx 10^{-22} \text{ с}$$

1. Если время реакции $t_p \approx \tau_{\text{я}}$ то это **прямая реакция**.

2. Если $t_p \gg \tau_{\text{я}}$, то предполагается, что реакция идёт **через составное ядро**.

Такой механизм был предложен Н. Бором в 1936 году.

2. Законы сохранения в ядерных реакциях

В ядерных реакциях, идущих при относительно небольших энергиях налетающих частиц (<100 МэВ) выполняется ряд базовых законов сохранения:

1. Закон сохранения электрического заряда: $\sum q_i = const$
2. Закон сохранения числа нуклонов (барионный заряд $B=const$)
3. Закон сохранения энергии.
4. Закон сохранения импульса.
5. Закон сохранения момента количества движения.

Все пять базовых законов сохранения выполняются **во всех типах реакций**, идущих под действием ядерных, электромагнитных и слабых взаимодействий. Законы сохранения накладывают ограничения на возможность осуществления ядерной реакции.

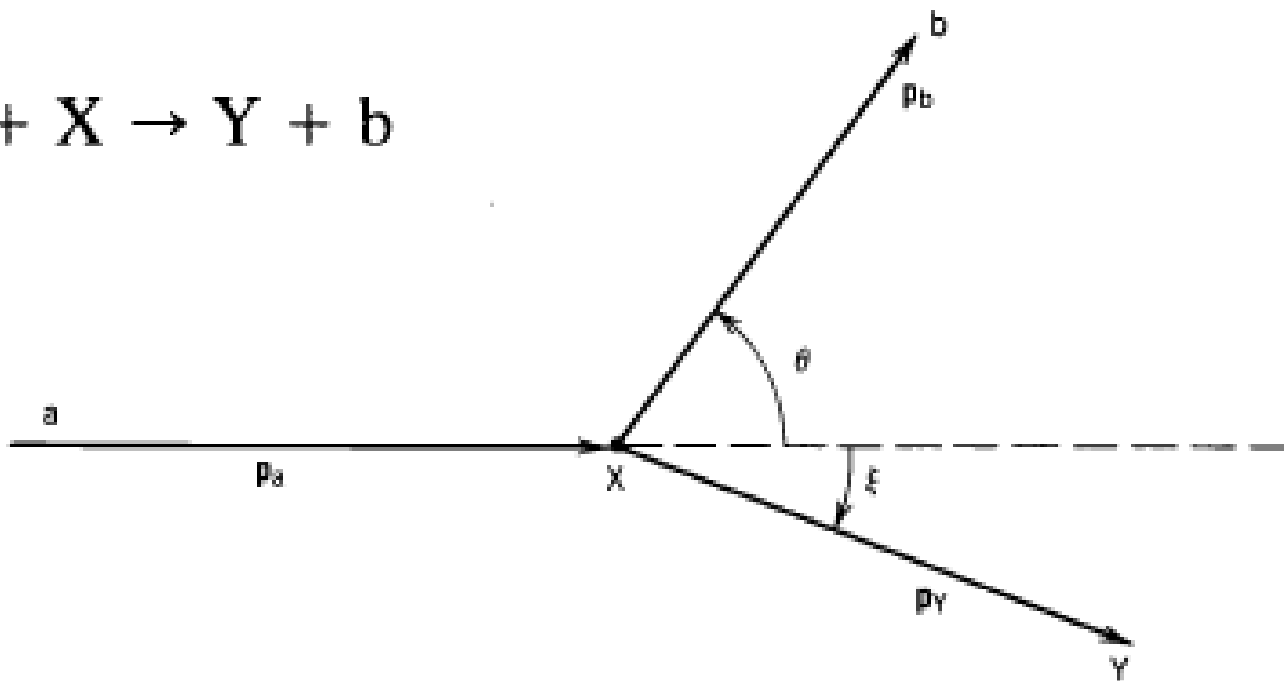
В реакциях, идущих под действием ядерных и электромагнитных сил, выполняется также закон сохранения пространственной чётности.

В реакциях идущих в под действием ядерных сил (сильных взаимодействий) выполняется закон сохранения изотопического спина и его проекции.

Законы сохр. связаны с симметриями физических систем (теорема Нётер).

Закон сохранения импульса

Полный импульс частиц до реакции равен полному импульсу частиц-продуктов реакции.



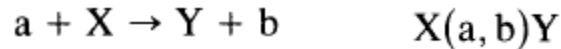
$$p_a = p_b \cos \theta + p_Y \cos \xi$$

$$0 = p_b \sin \theta - p_Y \sin \xi$$

Энергия реакции (энергетический выход реакции) Q –

кинетическая энергия, выделяющаяся (или поглощающаяся) в ядерной реакции

Реакция



Закон сохранения энергии

$$m_X c^2 + T_X + m_a c^2 + T_a = m_Y c^2 + T_Y + m_b c^2 + T_b$$

Энергия реакции

$$\begin{aligned} Q &= T_{\text{final}} - T_{\text{initial}} && \iff && Q = (m_{\text{initial}} - m_{\text{final}}) c^2 \\ &= T_Y + T_b - T_X - T_a && && = (m_X + m_a - m_Y - m_b) c^2 \end{aligned}$$

Если $Q > 0$ ($m_{\text{initial}} > m_{\text{final}}$ или $T_{\text{final}} > T_{\text{initial}}$), то реакция сопровождается выделением кинетической энергии за счет уменьшения энергии покоя частиц и называется **экзотерической**.

Если $Q < 0$ ($m_{\text{initial}} < m_{\text{final}}$ или $T_{\text{final}} < T_{\text{initial}}$), то реакция сопровождается возрастанием энергии покоя частиц за счет уменьшения кинетической энергии и называется **эндотерической**.

Порог реакции - минимальная кинетической энергии налетающей частицы в лабораторной системе координат, при котором возможна ядерная реакция.

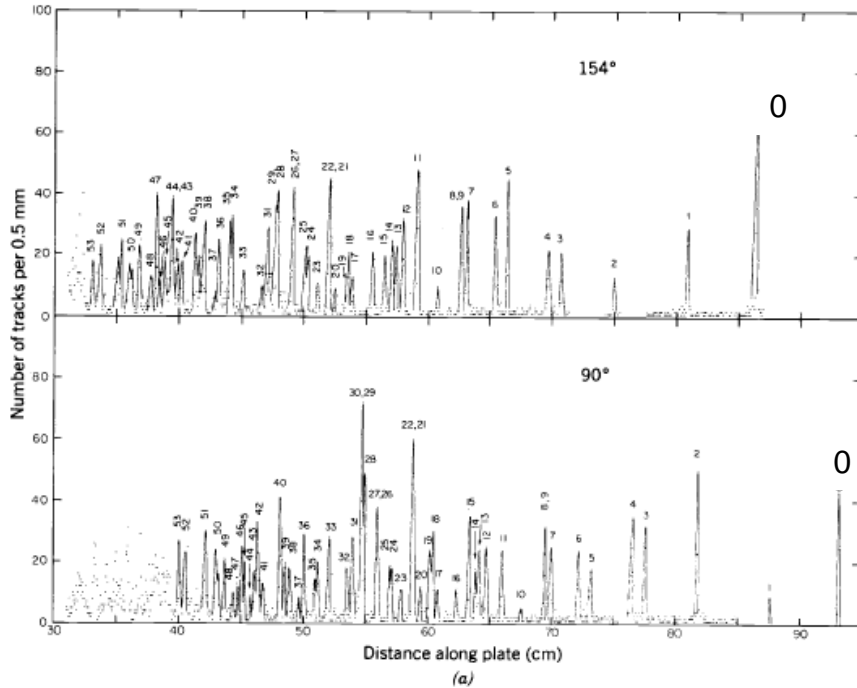
$$T_a^{\text{пор}} = (m_a + m_X + m_Y + m_b) (m_Y + m_b - m_a - m_X) c^2 / 2m_X = |Q| (1 + m_a / m_X + |Q| / 2m_X c^2)$$

Необходимым (но недостаточным!) условием протекания ядерной реакции является

$$Q + E_a > 0.$$

Спектры протонов в реакции $^{58}\text{Ni}(^4\text{He}, p)^{61}\text{Cu}$

Схема уровней ядра ^{61}Cu

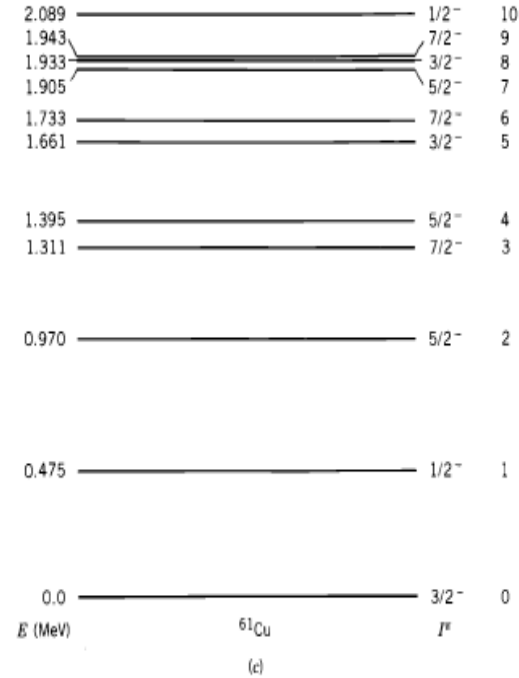


Протон имеет максимальную энергию, если ядро ^{61}Cu образуется в основном состоянии (0)

Энергия возбуждения ядра

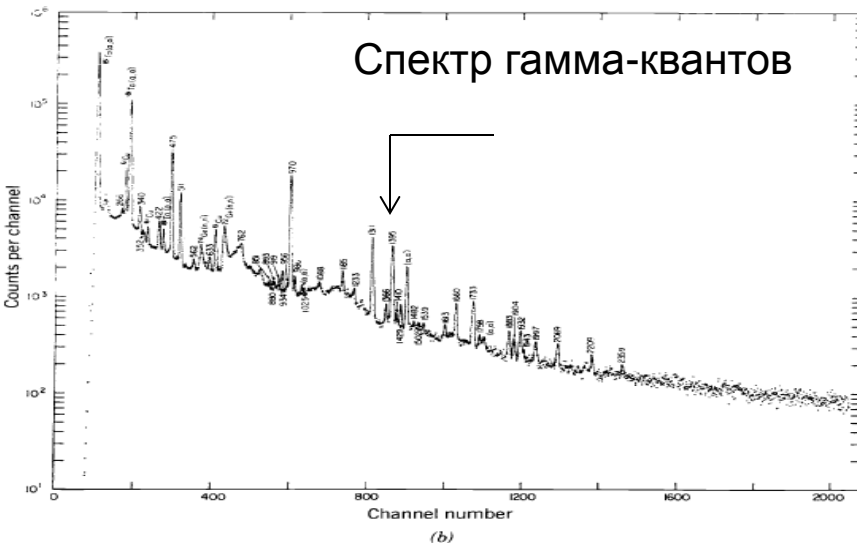
$$Q_{\text{ex}} = (m_X + m_a - m_Y^* - m_b)c^2 = Q_0 - E_{\text{ex}}$$

Q_0 - переход в основное состояние



Peak	Q (MeV)	E_{ex} (MeV)
0	3.152	0.0
1	3.631	0.479
2	4.122	0.970
3	4.464	1.312
4	4.547	1.395
5	4.810	1.658
6	4.884	1.732
7	5.061	1.919
8, 9	5.090	1.938
10	5.240	2.088

Спектр гамма-квантов



Момент количества движения

В ядерных реакциях сохраняется
полный момент количества движения
замкнутой системы

$$\vec{J}$$

Рассмотрим реакцию вида



где O – составное (промежуточное, компаунд) ядро.

Тогда

$$\vec{J}_a + \vec{J}_A + \vec{l}_{aA} = \vec{J}_b + \vec{J}_B + \vec{l}_{bB},$$

Здесь $\vec{J}_A, \vec{J}_B, \vec{J}_{aA}$ и \vec{J}_b – спины участвующих в реакции частиц,
 \vec{l} – относительные орбитальные моменты, характеризующие их
относительное движение.

Чётность

В сильных и электромагнитных взаимодействиях пространственная чётность P частиц сохраняется. Применительно к ядерной реакции



закон сохранения чётности записывается следующим образом:

$$P_a P_A (-1)^{l_{Aa}} = P_B P_b (-1)^{l_{Bb}}$$

Закон сохранения чётности приводит к определённым правилам отбора, ограничивающим класс возможных ядерных взаимодействий.

Простое правило отбора возникает для упругого рассеяния частиц (например, нуклонов) на ядрах: в процессе рассеяния l может изменяться только на чётное число. Это заключение следует из того, что при упругом рассеянии ни состояние ядра, ни состояние бомбардирующей частицы не изменилось. Единственное, что с ними может произойти – это переориентация спина, при которой чётность сохраняется. Но тогда должна сохраняться и чётность волновой функции, описывающей относительное движение частиц.

Правила отбора по чётности возникают при рассмотрении процессов с участием двух тождественных частиц. Простейший пример такого рода – распад составной системы на две тождественные частицы с нулевыми спинами. При этом чётная система A может, а нечётная не может, распасться на две тождественные частицы.

Изотопический спин

— квантовое число, отражающее свойство изотопической инвариантности сильного взаимодействия. Введен Гейзенбергом в 1932 году.

С точки зрения сильного взаимодействия, протон и нейтрон являются одинаковыми частицами. Изоспин I одинаков для всех адронов, образующих изотопический мультиплет, число адронов в таком мультиплете равно $2I+1$. У каждого адрона в изомultiплете своя проекция изоспина I_z и свой электрический заряд, но все остальные квантовые числа одинаковы. Так, изодублет нуклонов ($I=1/2$) состоит из двух членов: протона и нейтрона с $I_z=\pm 1/2$. Изотриплет пионов π^+ , π^0 , π^- имеет изоспин 1 и проекции изоспина +1, 0, -1.

Законы сохранения изоспина и его проекции
в реакции



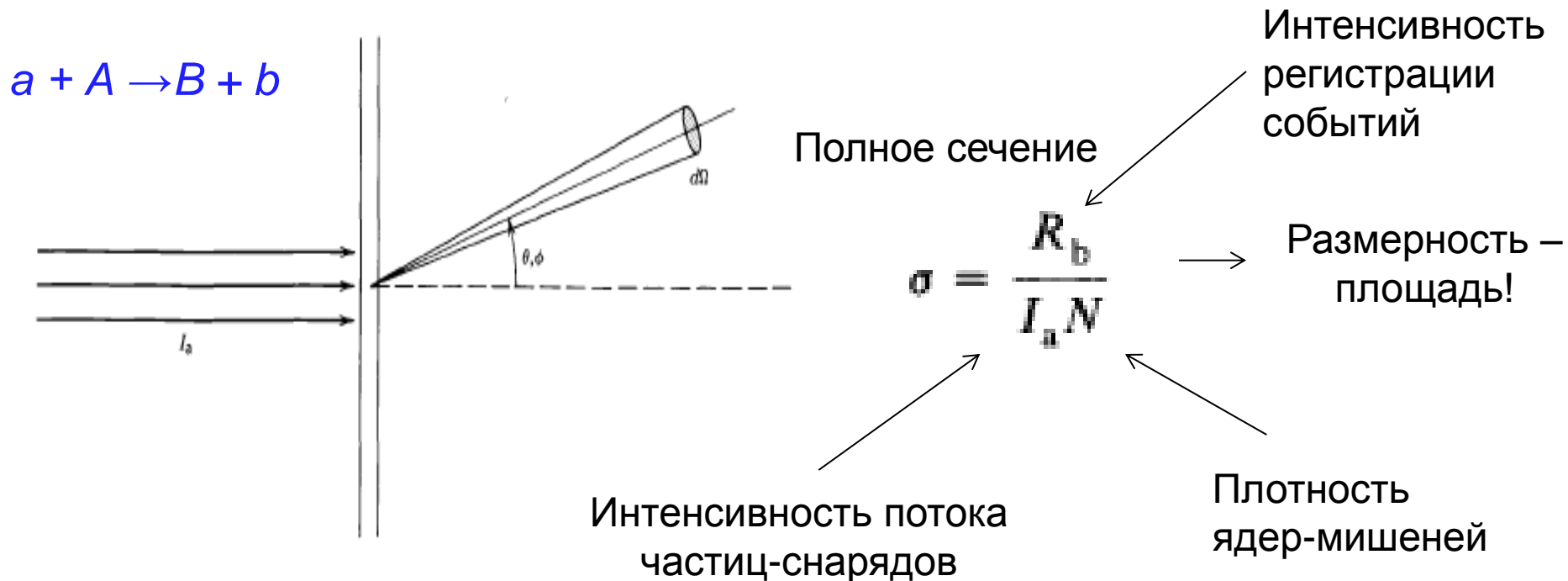
$$\bar{I}_a + \bar{I}_A = \bar{I}_b + \bar{I}_B,$$

$$(I_3)_a + (I_3)_A = (I_3)_b + (I_3)_B$$

α -частица ($\bar{I}=0$) может испуститься ядром только в том случае, если его начальное и конечное состояния имеют одинаковые значения изотопического спина.

Сохранение изоспина в сильных взаимодействиях позволяет приближённо вычислять сечения реакций и предсказывать структуру ядерных уровней в случаях, когда эффекты несохраняющихся изоспин взаимодействий малы.

3. Сечение ядерной реакции



Дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \phi)}{4\pi I_a N}$$

Дважды дифференциальное сечение

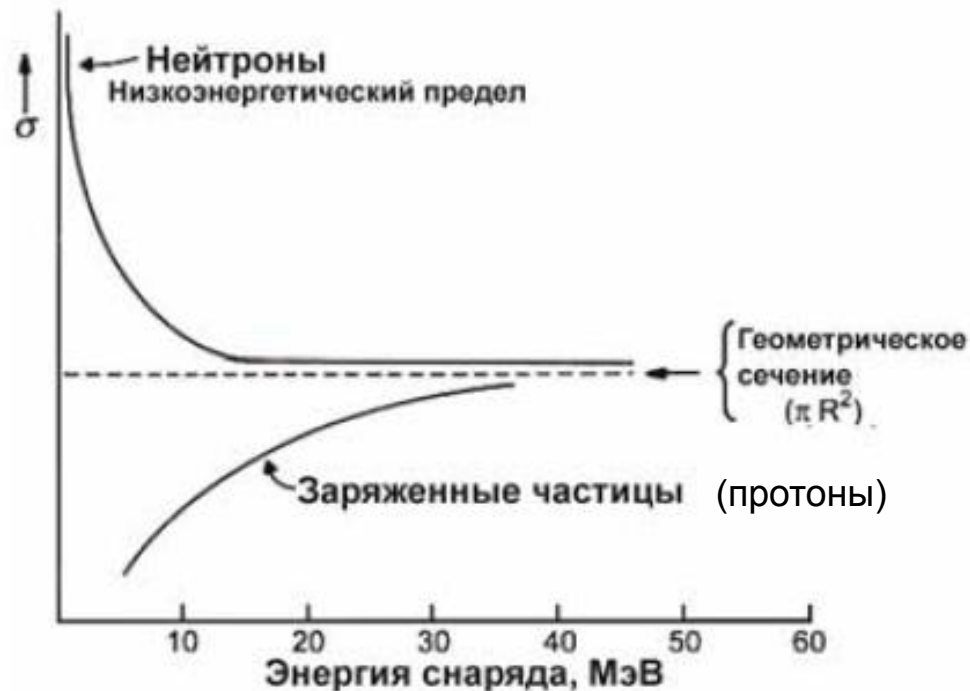
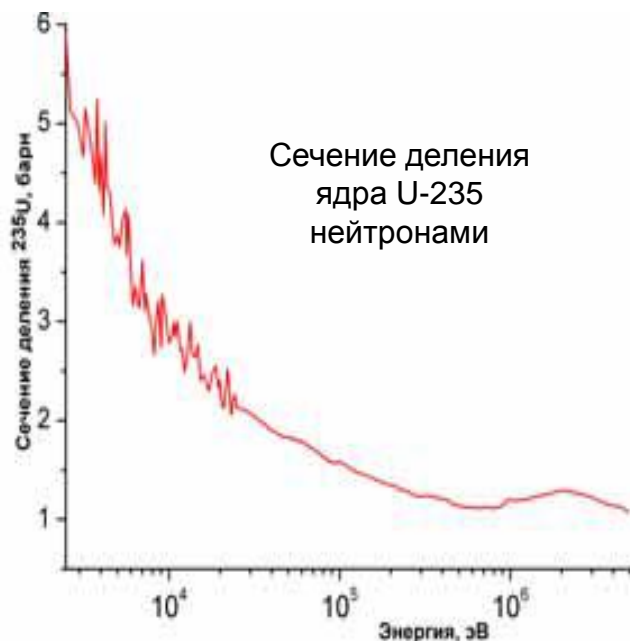
$$\frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\Omega dE_b}$$

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} dE_b, \quad \frac{d\sigma_{ab}}{dE_b} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} d\Omega, \quad \sigma_{ab} = \iint \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} d\Omega dE_b$$

Поперечное сечение захвата нейтронов некоторыми элементами, барн

Элемент	При 0,025 эВ		При 1 МэВ	
	захват	рассеяние	захват	рассеяние
H	0,32	20 – 80	$<10^{-4}$	4
D ₂ O	$9 \cdot 10^{-4}$	15	$<10^{-4}$	14
Be	$9 \cdot 10^{-3}$	6,9	$<10^{-4}$	3
B	718	3,8	$<10^{-4}$	2
C	$4,5 \cdot 10^{-3}$	4,8	$<10^{-4}$	2,5
Al	0,22	1,6	$4 \cdot 10^{-4}$	3
Fe	2,5	11,0	$8 \cdot 10^{-3}$	3
Zr	0,4	8,4	$3 \cdot 10^{-2}$	7
Cd	3500	6,5	10^{-1}	7

1 барн
численно равен
 $10^{-28} \text{ м}^2 = 10^{-24} \text{ см}^2$



4. Нейтрон

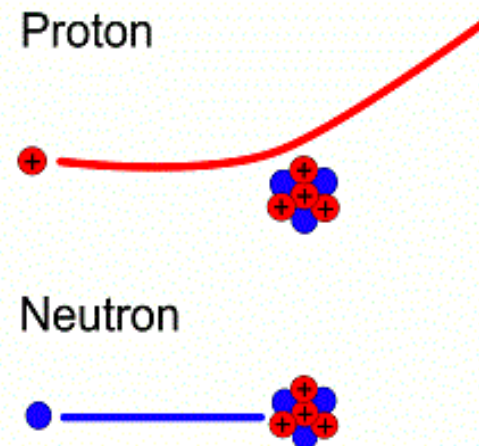
В 1920 году Э. Резерфорд предположил, что ядро атома состоит из протонов и нейтральных частиц *нейтронов*, сформированных каким-то образом из протонов и электронов

В 1930 году В. Боте и Г. Беккер открыли высокопроникающее, но не ионизирующее излучение, возникающее при взаимодействии альфа-частиц с лёгкими ядрами.

В 1932 году М.Кюри и Ф.Жолио обнаружили, что новое излучение выбивает энергичные протоны из парафина.

Вскоре после этого в том же **1932 г. ученик Резерфорда Джеймс Чедвик (Sir James Chadwick) экспериментально доказал, что это излучение не гамма-кванты и предположил, что это нейтроны, определил их массу, сравнивая энергию и импульсы ядер отдачи водорода и азота, за что получил Нобелевскую премию по физике в 1935 году.**

Вскоре после этого открытия В. Гейзенбергом и другими была создана модель ядра, состоящего из протонов и нейтронов



Открытие нейтрона

1932 г. Дж. Чедвик



Дж.Чедвик
(1891-1974)

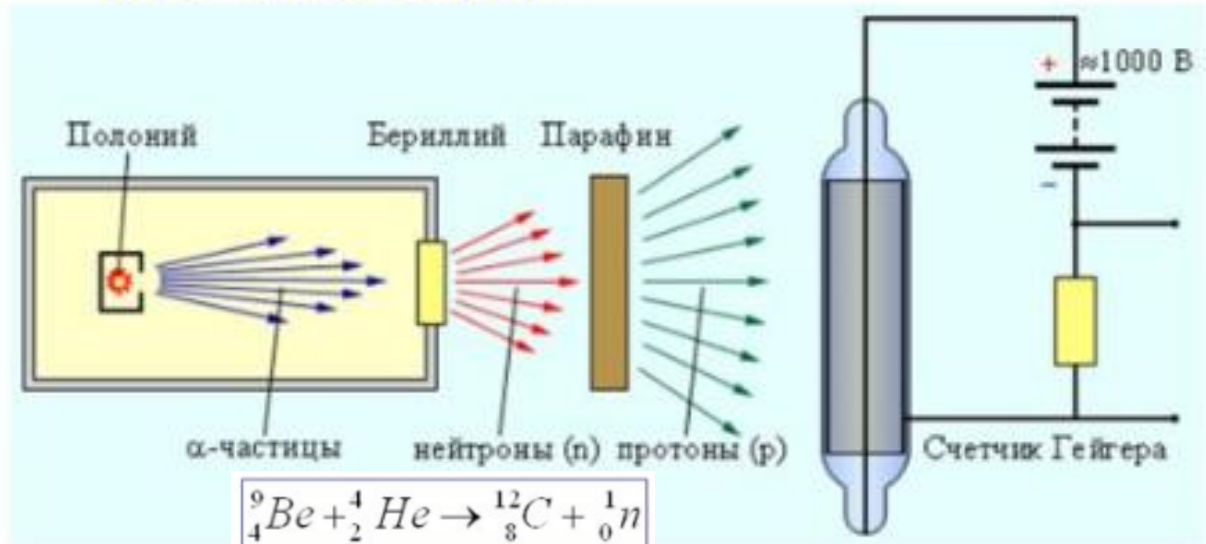
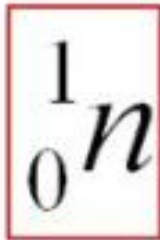


Схема установки для обнаружения нейтронов

масса нейтрона

$$m_n = 1,67493 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,008665 \text{ а. е. м.}$$

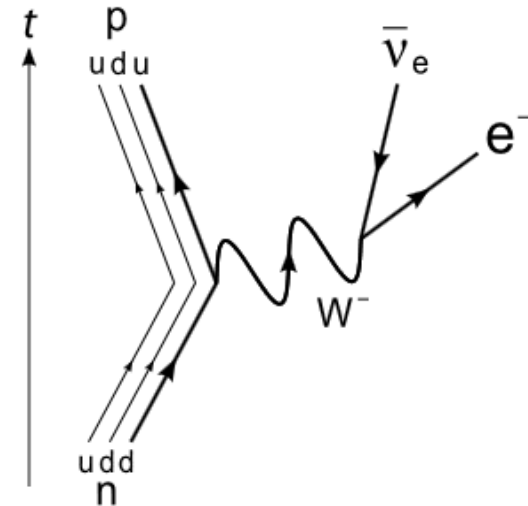
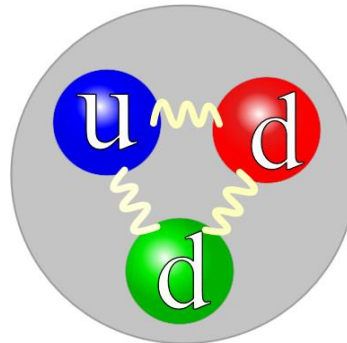




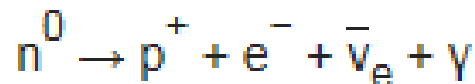
P.Kapitsa as J.Chadwick's best man, 1925

Свойства нейтрона:

- Масса $939,565\ 4133(58)\ \text{МэВ} = 1,674\ 927\ 471(21) \cdot 10^{-27}\ \text{кг} = 1,008\ 664\ 915\ 88(49)\ \text{а. е. м.} = m_p + 1,29343\ \text{МэВ}$
- Заряд 0 . Экспериментальное значение эл. заряда $(-0,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-21}e$
- Спин $\frac{1}{2}$
- Изотопический спин $\frac{1}{2}$
- Барионное число 1
- Магнитный момент $-1,913\ 042\ 73(45)$ ядерного магнетона Бора
- Внутренняя чётность +1
- Время жизни «на свободе» = $880,0 \pm 0,9\ \text{с}$ $T_{1/2} = 611\ \text{с}$
- Схема распада

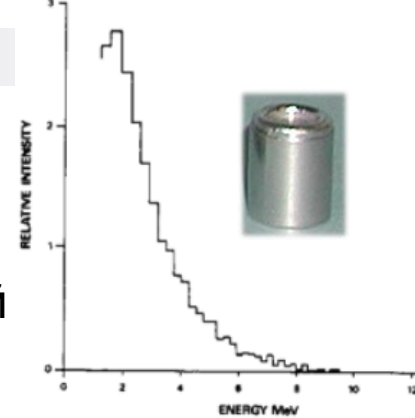


- С парциальной вероятностью 0,001 возможен распад

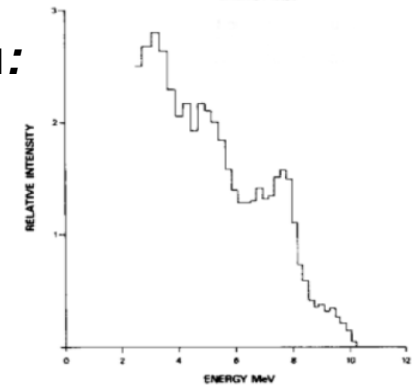


Источники нейтронов

1. Тяжёлые радиоактивные изотопы со спонтанной нейтронной эмиссией, как например ^{252}Cf , ^{238}Pu



2. Альфа-активные изотопы, окружённые лёгкими элементами: ***PuBe***, ***AmBe***, ***AmLi*** за счет ядерных реакций типа



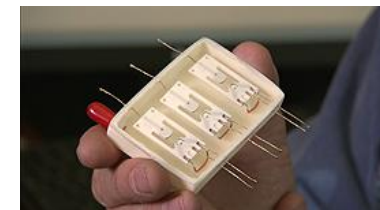
3. Радиоизотопы, распадающиеся с испусканием энергичных гамма-квантов, в комбинации с бериллием или дейтерием за счет реакций типа



4. Нейтронные генераторы, с реакциями синтеза

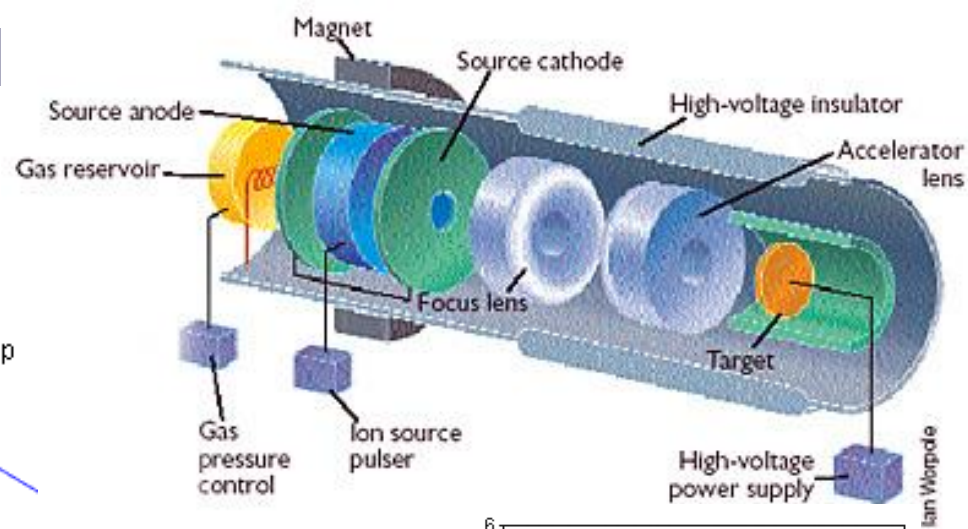
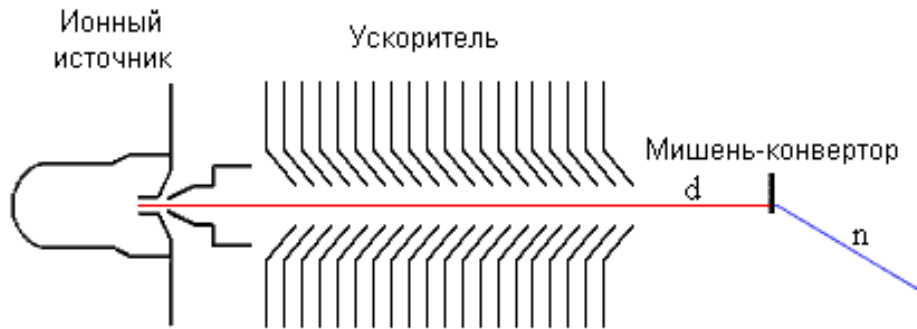


5. Ядерные реакторы

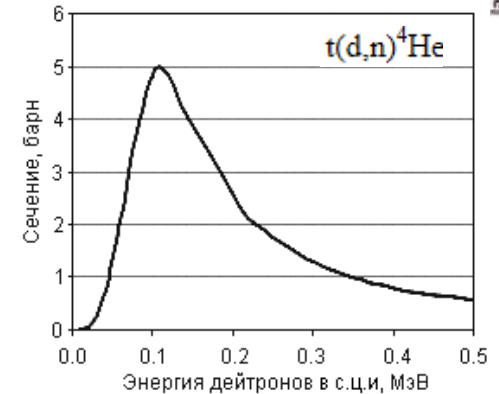


6. Ускорители

Нейтронные генераторы



Ion World

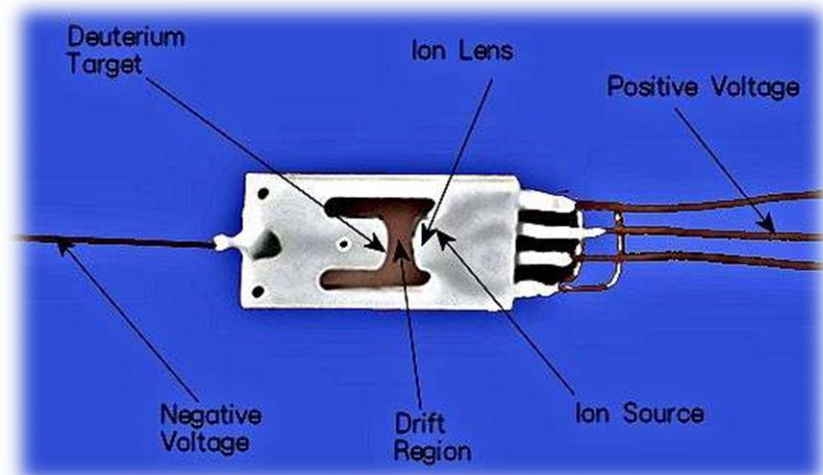


Реакция	Энергия реакции Q, МэВ	Энергия нейтронов, МэВ	Максимальное сечение σ_{max} , барн	Энергия ускоряемой частицы в с.ц.и при σ_{max} , МэВ
$d(d,^3\text{He})n$	3.3	~2.5	~0.1	~1.0
$d(t,^4\text{He})n$	17.6	~14.2	5.0	0.13

Используются термоядерные реакции

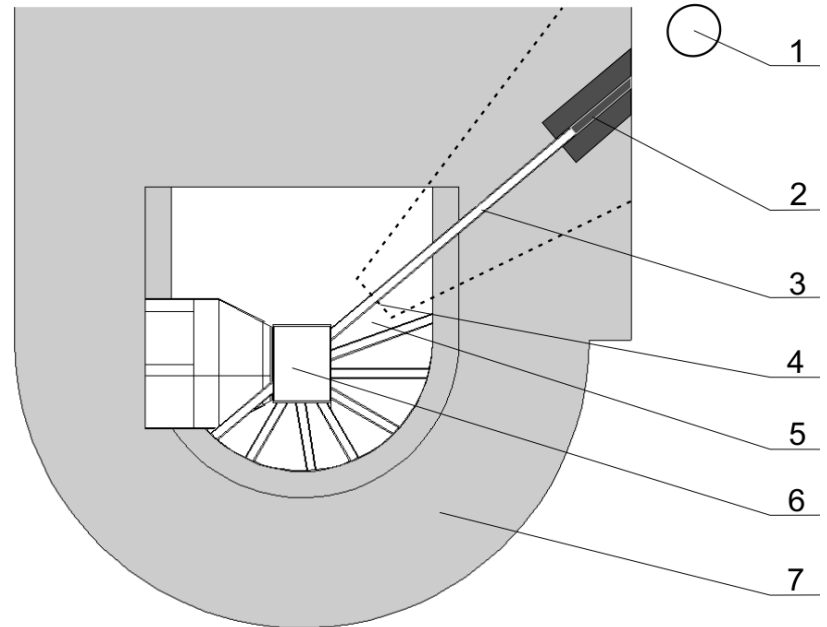


The Sandia **Neutristor** neutron-generators:
size 1.25" x 0.6" x 0.13"
1000n per 500ns pulses.



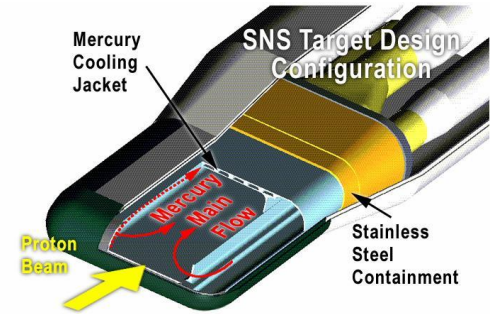
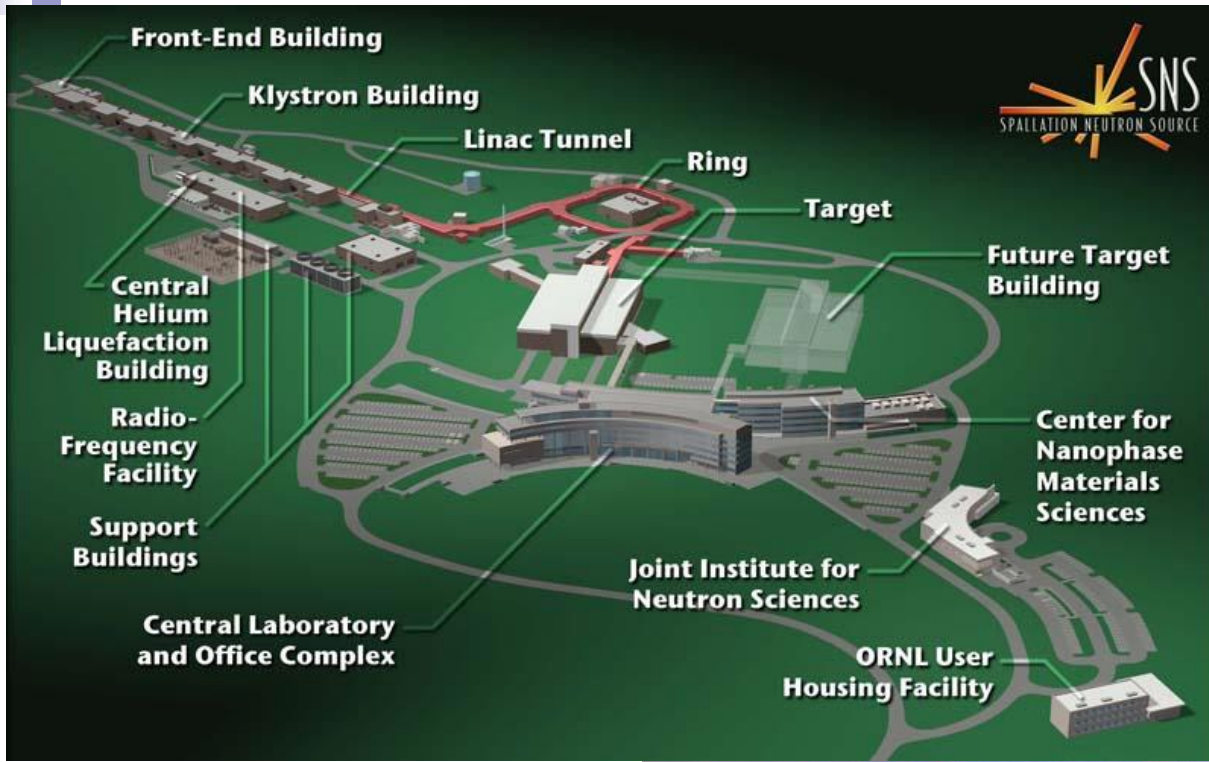


2.5 MW_{th}
Исследовательский реактор ИРТ МИФИ



- 1 – RED-1
- 2 – Fe/Al filter
- 3 – horizontal neutron channel GEK10
- 4 – starting point of MCNP simulations
- 5 – cooling water pool
- 6 – active zone
- 7 – heavy concrete shielding





Proton beam energy: 0.9-1.3 GeV
Total power: 0.9-1.4 MW
Pulse duration: 380 ns FWHM
Repetition rate: 60 Hz
Liquid mercury target



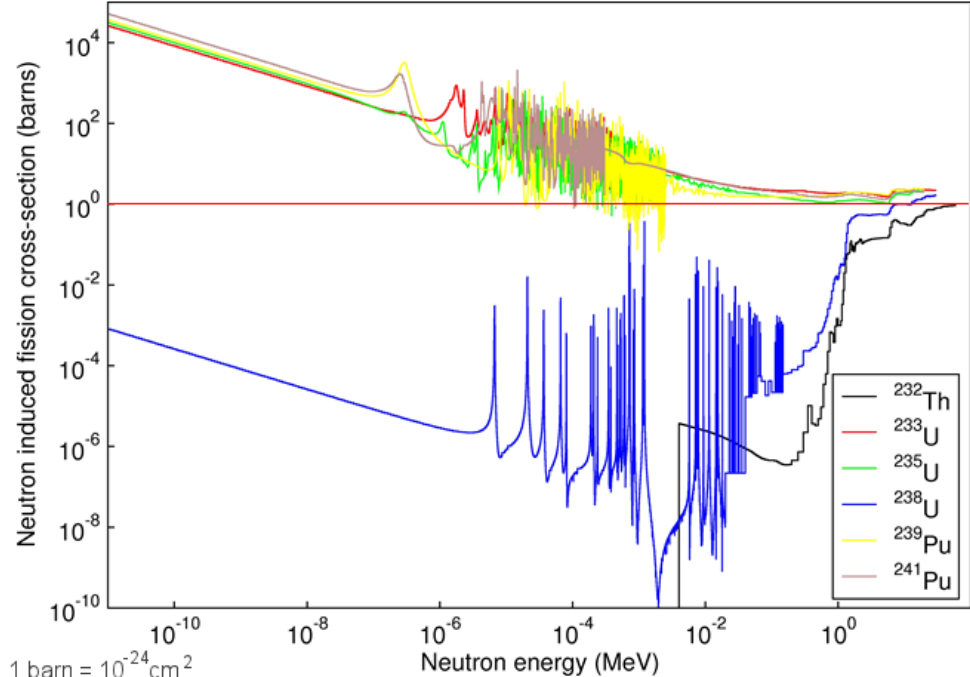
Взаимодействие нейтронов с веществом

Что происходит с пучком нейтронов при прохождении через вещество?

Поток нейтронов уменьшается за счёт рассеяния на ядрах и ядерных реакций. Ядерные реакции ведут к поглощению нейтронов и генерации ионизирующих излучений. Упругое рассеяние ведёт к «замедлению» (потере энергии) нейтронов

$$dI = -I\sigma_t n dx \quad I = I_0 e^{-\sigma_t n x}$$

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом сильно зависит от энергии нейтронов и нерегулярно меняется от ядра к ядру (т.е. при изменении A)



Классификация нейтронов по энергии

- Thermal** $E \approx 0.025 \text{ eV}$
- Epithermal** $E \sim 1 \text{ eV}$
- Slow** $E \sim 1 \text{ keV}$
- Fast** $E = 100 \text{ keV} - 10 \text{ MeV}$

1 barn = 10^{-24} cm^2

Тип реакции	Сечение реакции
Радиационный захват (n,γ)	Идёт на всех ядрах. Сечение: для тепловых нейтронов варьируется в широком интервале от 0,1 до 10 ³ и даже 10 ⁴ барн (¹³⁵ SSXe); для быстрых нейтронов – от 0.1 до нескольких барн.
Упругое рассеяние (n,n)	Сечение варьируется в интервале нескольких барн.
Неупругое рассеяние (n,n')	Пороговая реакция. Сечение по порядку величины несколько барн.
(n,p)	Наиболее важные реакции: $n + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p + 0.76 \text{ МэВ},$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр}} = 5400 \text{ барн},$ $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p + 0.63 \text{ МэВ},$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр}} = 1.75 \text{ барн}.$
(n,α)	Наиболее важные реакции: $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^3_1\text{H} + \alpha + 4.78 \text{ МэВ},$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр}} = 945 \text{ барн},$ $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \alpha + 2.79 \text{ МэВ}$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр}} = 3840 \text{ барн}$
(n,2n)	Пороговая реакция. Порог ~10 - 15 МэВ. Сечение: несколько десятых барн.
(n,f)	В подавляющем большинстве случаев пороговая реакция. Сечение очень мало, исключая отдельные случаи ²³⁵ 92U, ²³⁸ 92U и т.д.

У **ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ** проявляются волновые свойства, когда длина волны нейтрона превышает междоатомные расстояния, т.е. при

$$E < 0,005 \text{ эВ.}$$

Для получения монохроматических нейтронов небольших энергий можно использовать их дифракцию на кристалле.

Зависимость энергии нейтронов от угла их отражения от поверхности кристалла φ даётся формулой Брэгга-Вульфа

$$E = \frac{1}{2m} \left(\frac{nh}{2d \sin \varphi} \right)^2$$

где m – масса нейтрона, d – расстояние между соседними атомными плоскостями в кристалле, n – целое число (порядок спектра).

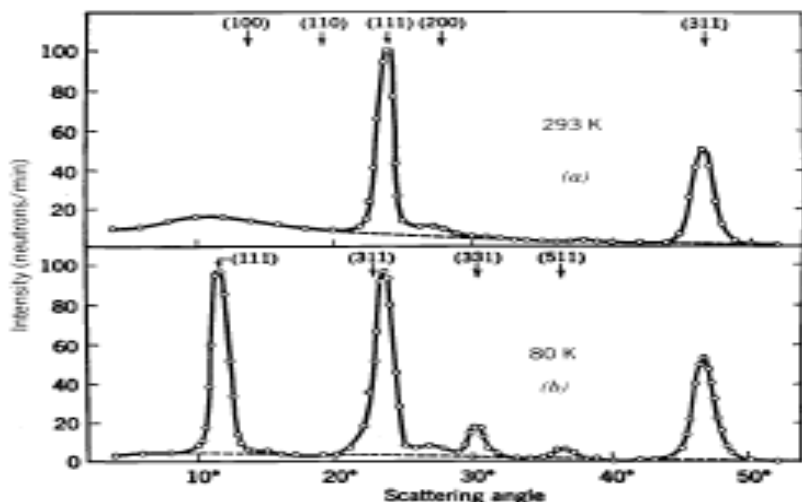
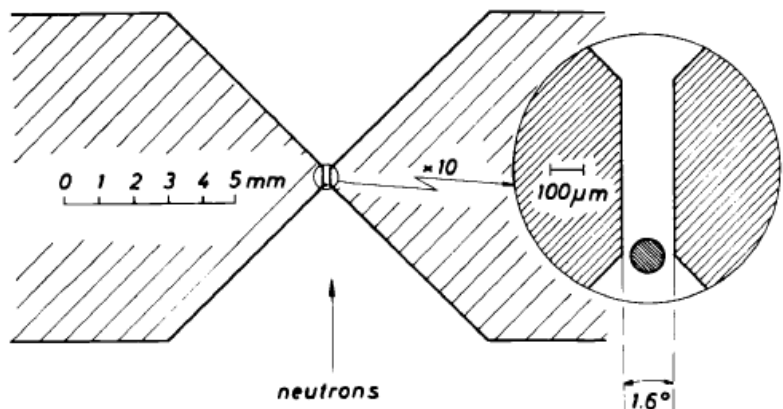


Figure 12.24 The neutron diffraction pattern of MnO (a) above and (b) below the antiferromagnetic transition temperature. Notice the factor of 2 difference in the location of the 111 peak. From C. G. Shull and J. S. Smart, *Phys. Rev.* **76**, 1256 (1949).

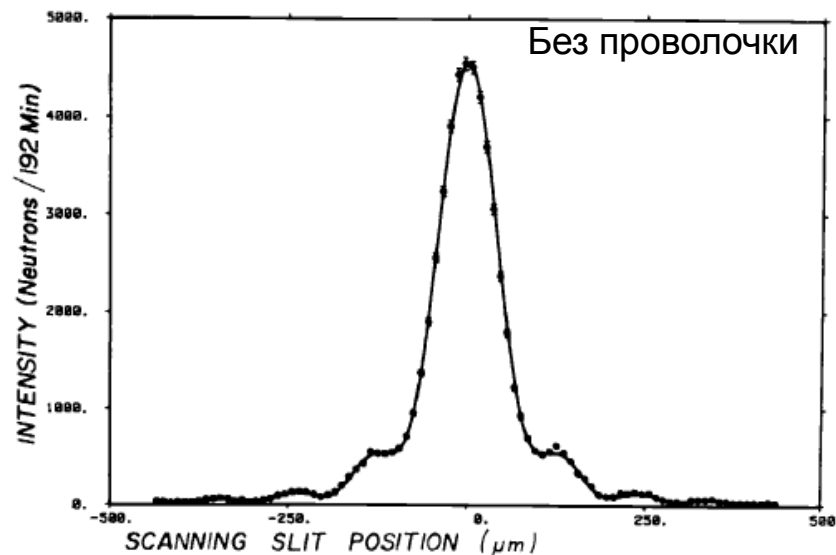
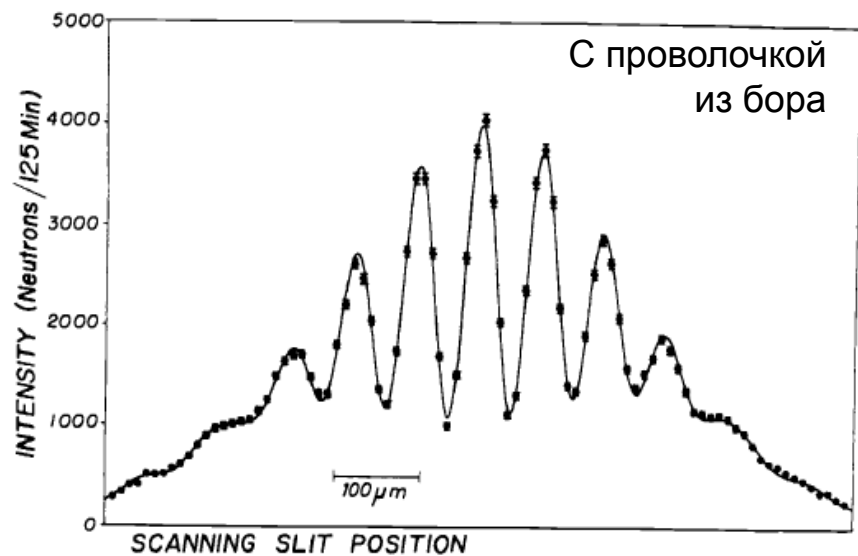
Интерференция и дифракция нейтронов



Длина волны де Бройля частицы

$$\lambda = h/p, \text{ где } h = 6.6 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{сек}$$

Figure 12.15 (Top) Double-slit apparatus for neutrons. A highly absorbing boron wire is mounted in the gap between two pieces of neutron-absorbing glass to form a double slit. (Middle) Double-slit interference pattern. The dots are the experimental points and the curve is calculated from the Schrödinger equation for a neutron wavelength of 1.845 nm. (Bottom) A single-slit interference pattern. All figures from A. Zeilinger, R. Gaehler, C. G. Shull, and W. Treimer, in *Neutron Scattering—1981*, edited by J. Faber (New York: American Institute of Physics, 1982), p. 93.



Ультра-холодные нейтроны

- это медленные нейтроны со скоростями $\lesssim 5$ м/с,

или кинетической энергией $\mathcal{E} \leq 10^{-7}$ эВ

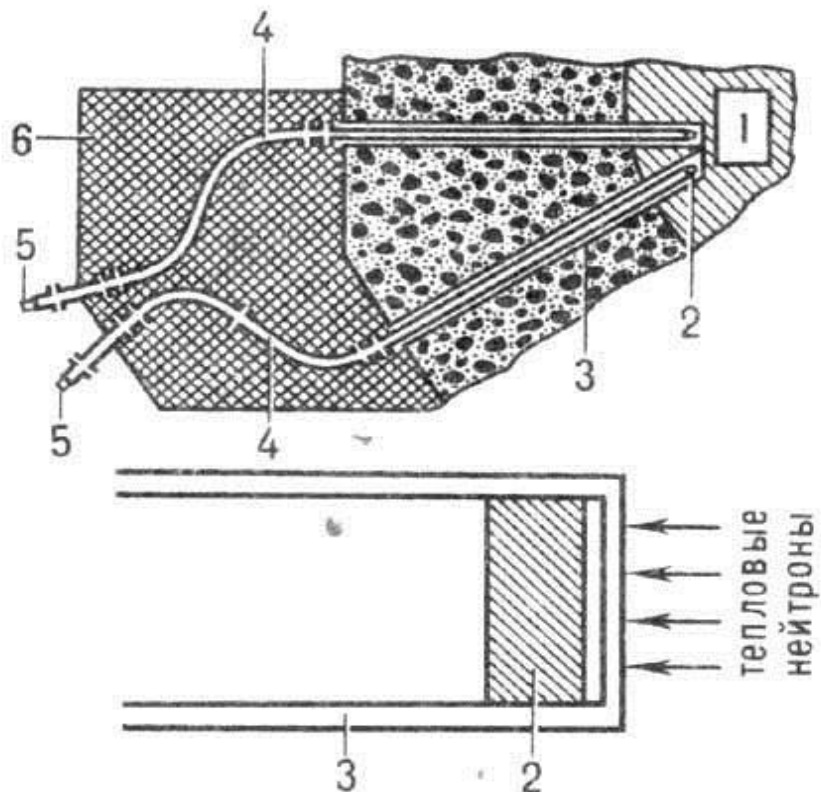
Они способны к полному отражению от поверхности материалов при любых углах падения. Полное отражение таких **УХН** от стенок сосуда позволяет хранить их в течение нескольких минут внутри замкнутых вакуумированных камер в виде своеобразного нейтронного газа.

Термин "У. н." объясняется тем, что примерно такой же энергией обладают молекулы газа при температуре $T \sim 10^{-3}$ К.

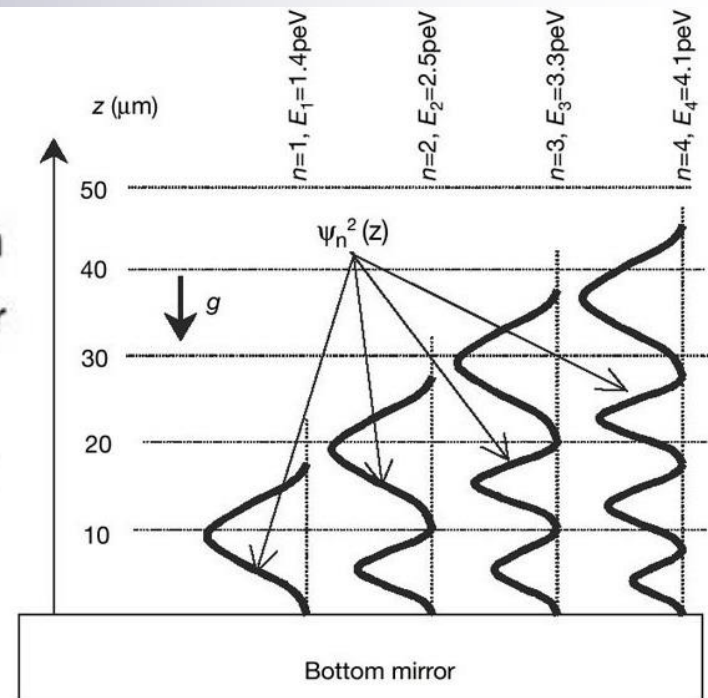
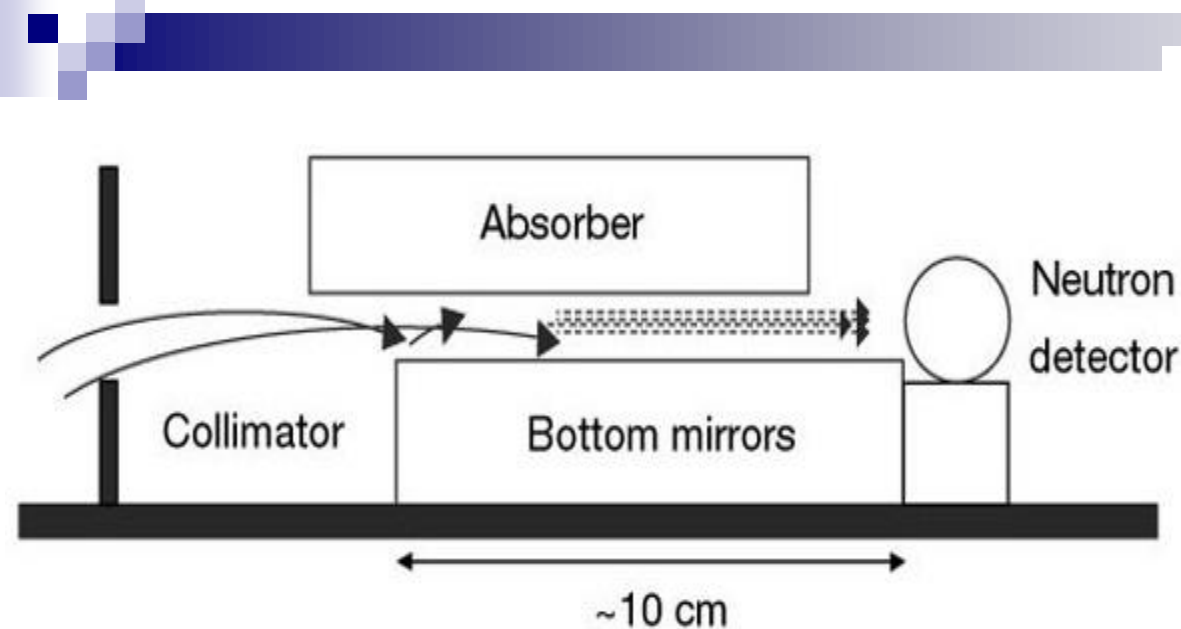
Время хранения УХН в замкнутых сосудах ограничено временем жизни свободного нейтрона до бета-распада (887 секунд), а также процессами *радиационного захвата* и неупругого рассеяния нейтронов при отражении от стенок сосуда.

Практически в сосуде объёмом 50 л можно накопить 10^5 нейтронов в течение ~500-800 с.

УХН чаще всего получают путём выделения медленной компоненты Максвелловского спектра тепловых нейтронов, выходящих из замедлителя ядерного реактора. Впервые **УХН** были выделены Ф. Л. Шапиро в 1968 году время-пролётным методом на *импульсном реакторе* в Ин-те химфизики.



Установка для получения ультрахолодных нейтронов: 1-активная зона реактора; 2-конвертор внутри нейтроновода 3; 4 - изогнутые участки нейтроновода; 5 - детектор нейтронов; 6-защита. Фото: август 1968 года ИБР-1 Ин-т хим. физики



Обнаружение *квантовых состояний* нейтронов в гравитационном поле. Поток ультрахолодных нейтронов, проходя через коллиматор (collimator), движется в строго горизонтальном направлении. Воздействие гравитации превращает горизонтальные траектории частиц в параболические (они показаны *сплошными линиями*). Благодаря узкому зазору между гладким зеркалом (bottom mirrors) и шершавым рассеивателем (absorber), движение нейтронов помимо классических траекторий приобретает и квантовую составляющую (*пунктирные траектории*). В зависимости от величины зазора, размер которого регулируется, распределение нейтронов по вертикали описывается функциями, графики которых показаны на рис. 1. Детектор регистрирует это распределение. Это доказывает факт наличия квантовых состояний нейтрона.

Детекторы нейтронов:

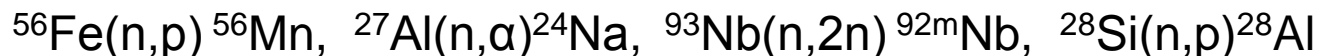
Поскольку нейтроны не производят ионизации, для регистрации нейтронов используются вторичные эффекты, связанные с ядерными реакциями типа



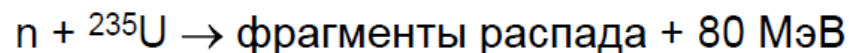
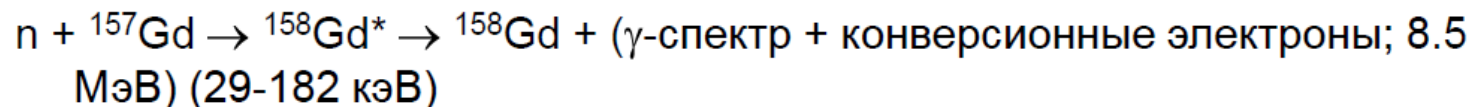
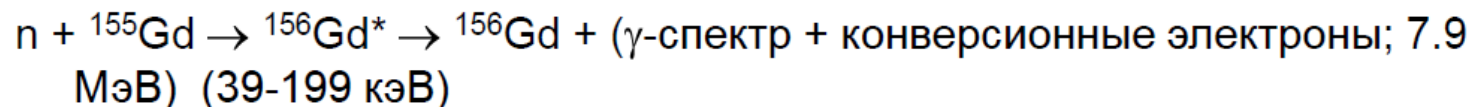
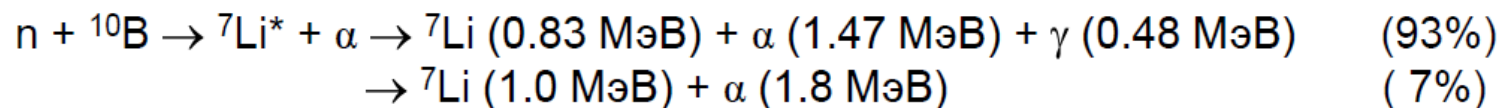
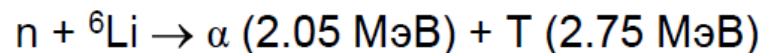
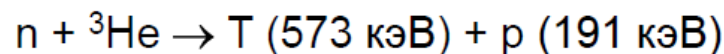
Например, используют реакцию $^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li}^* + \alpha$ в которой чаще всего образуется возбужденное ядро $^7\text{Li}^*$ с энергией возбуждения 0,48 МэВ

Условно детекторы нейтронов можно разделить на несколько основных групп:

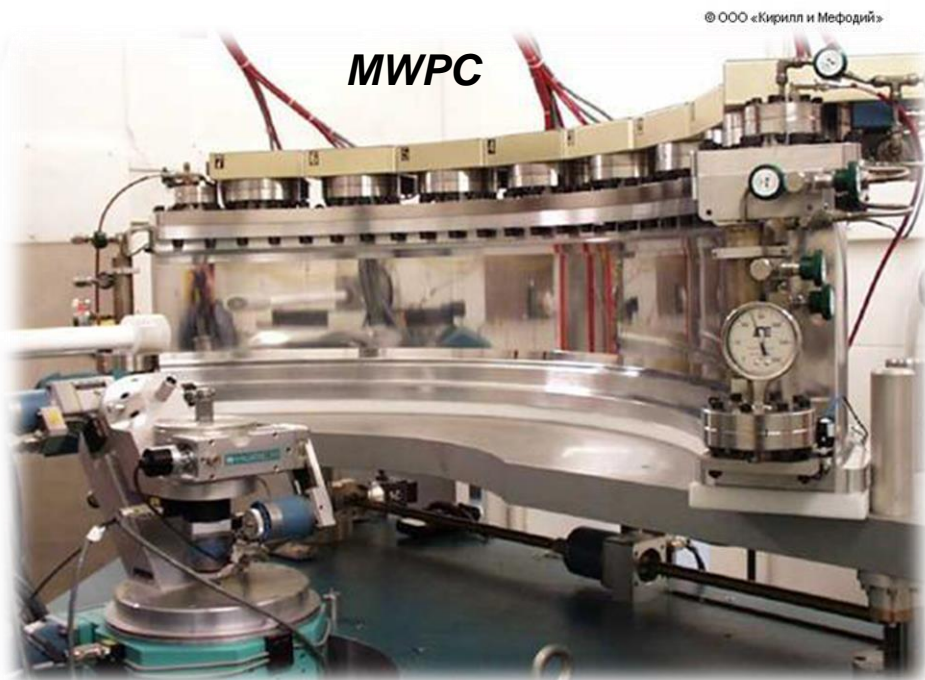
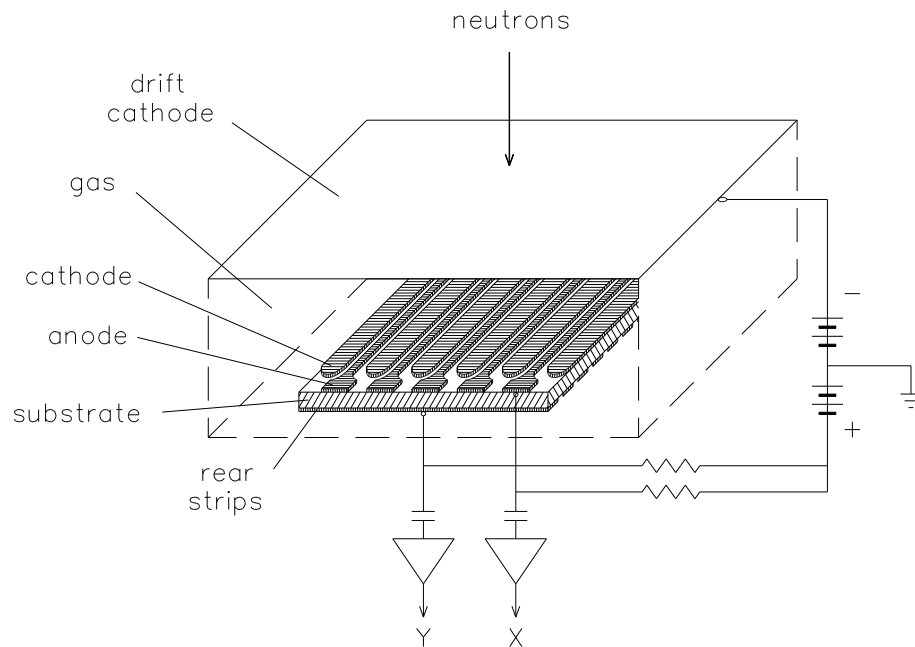
1. Газонаполненные детекторы ^3He , BF_3 enriched boron-10
2. Сцинтилляционные детекторы LiCaAlF_6
3. Полупроводниковые детекторы
4. Нейтронно-активационные детекторы



Изотоп	Агрегатное состояние	Сечение реакции, барн(1.8Å)	Длина своб. пробега λ	Продукты реакции и их энергии (кэВ)		Приблизительный пробег частиц
^3He	газ	5330	70 мм.атм.	p: 573	T:191	3.8 мм.атм. C_3H_8
^6Li	тв.	940	230 мкм	T: 2750	α : 2055	130 мкм
^{10}B	тв.	3840	20 мкм	α : 1472	^7Li : 830	3 мкм
$^{10}\text{BF}_3$	газ	3840	97 мм.атм.	α : 1472	^7Li : 830	4.2 мм.атм.
^{155}Gd	тв.	49000	6.7 мкм	Конв. электроны: 39-199		12 мкм
^{157}Gd	тв.	254000	1.3 мкм	Конв. электроны: 29-182		12 мкм

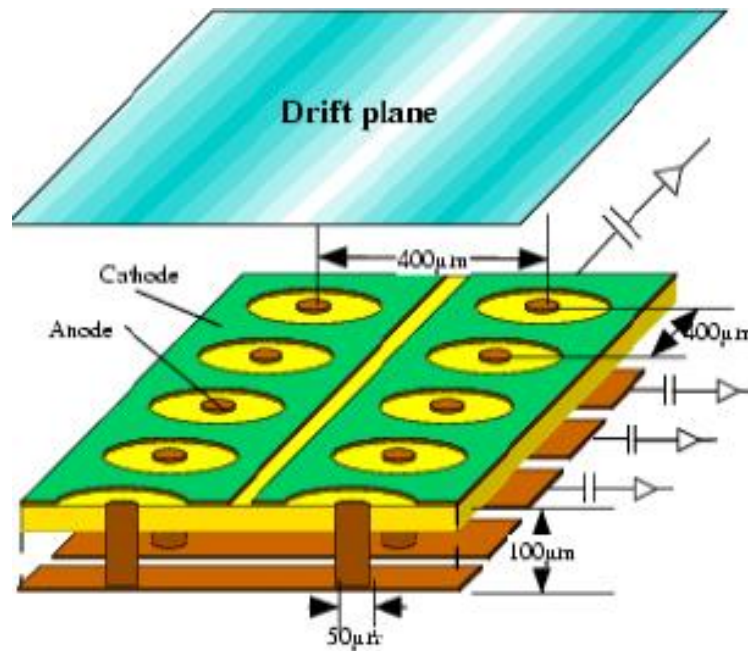


Газовые детекторы



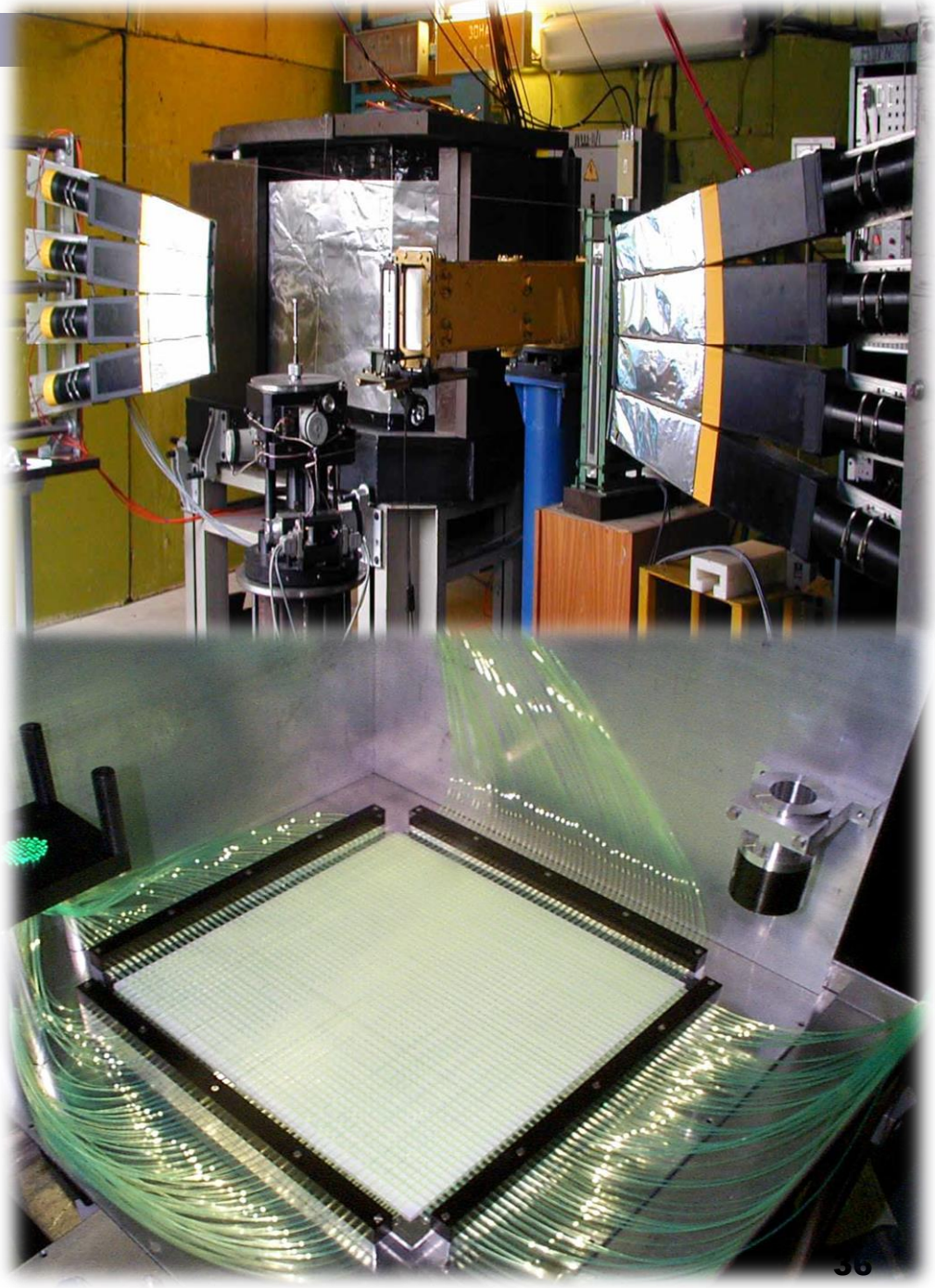
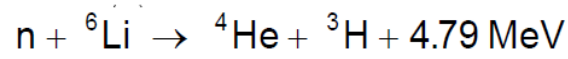
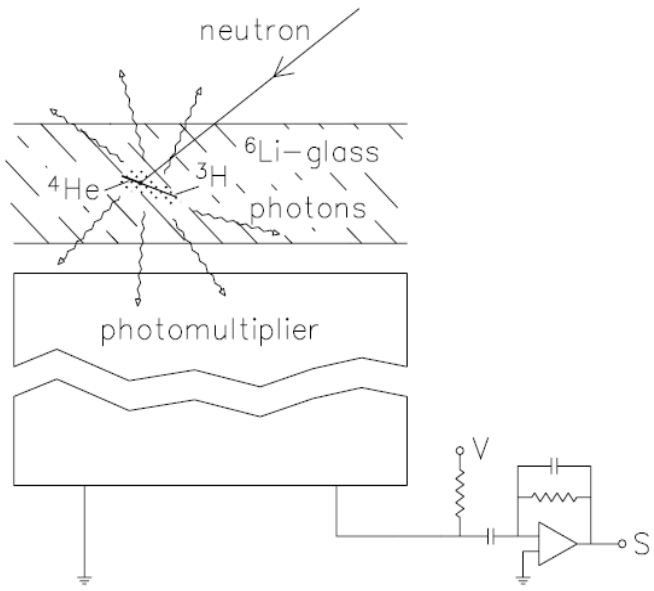
MWPC

© ООО «Кирилл и Мефодий»



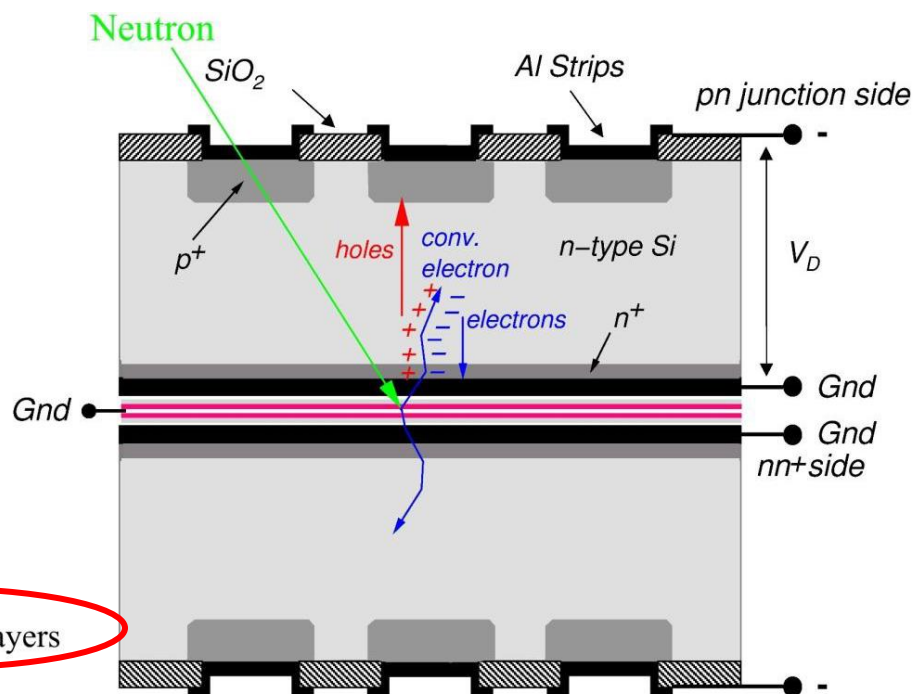
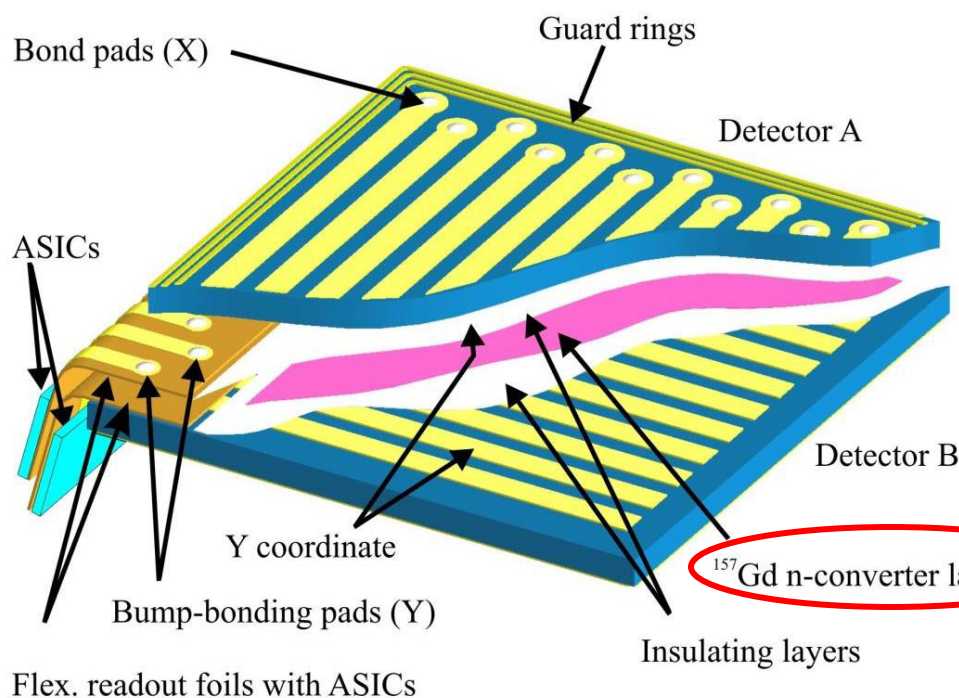
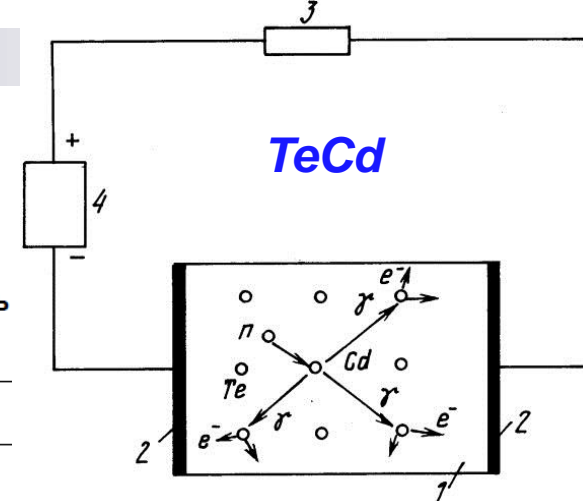
Микропиксельная камера

Сцинтилляционные детекторы



Полупроводниковые детекторы

Конвертор	Заряж. частица	Энергия	Пробег (R)	Длина своб пробега нейтрона (λ_n)	R/ λ_n	Оптим. толщина конвертора	Максимальная эффективность (1.8A)
${}^6\text{Li}$	T	2.7 МэВ	130мкм	230мкм	0.56	97мкм	10%
${}^{10}\text{B}$	α	1.47 МэВ	3мкм	20мкм	0.16	3.5мкм	4%
${}^{157}\text{Gd}$	e^-	< 0.182	12мкм	1.3мкм	9.15	3мкм	60%

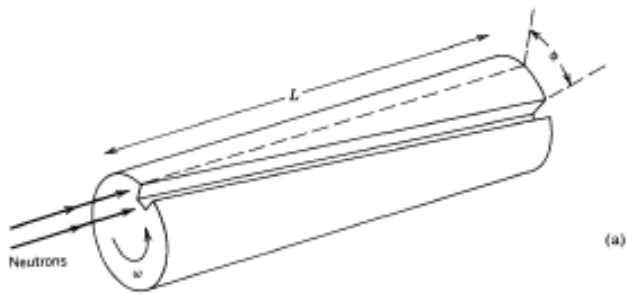


Gd/Si microstrip detector

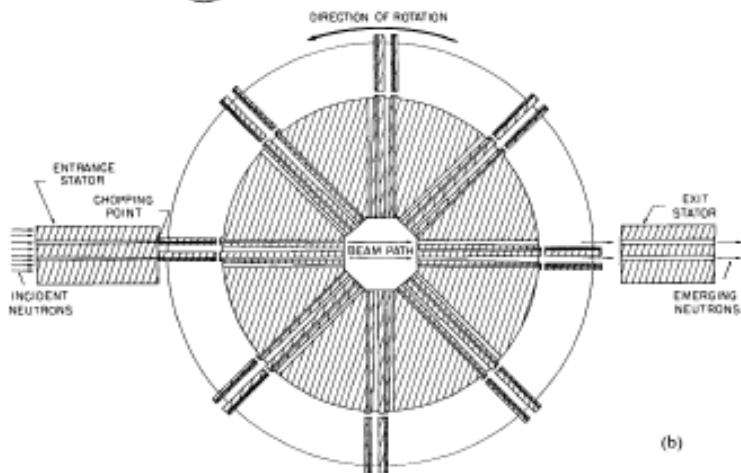
Нейтронная спектроскопия

Механический монохроматор нейтронов

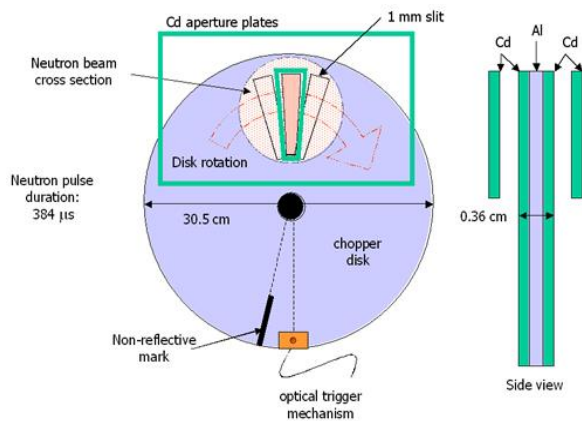
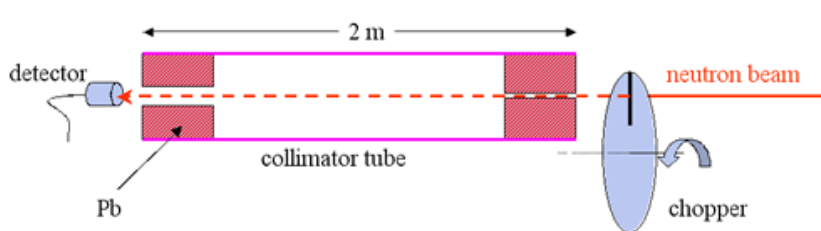
Механический прерыватель пучка нейтронов



(a)



(b)

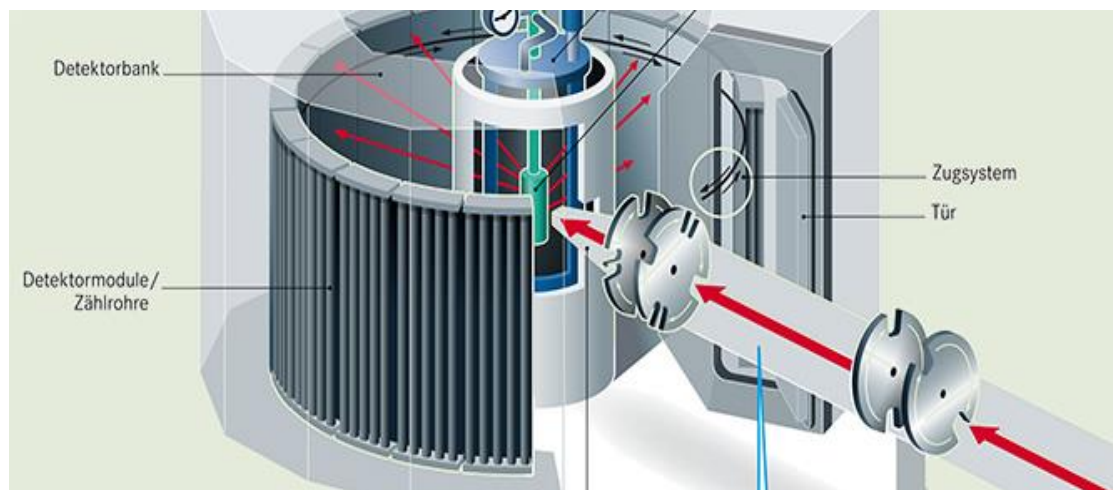


Применения нейтронов

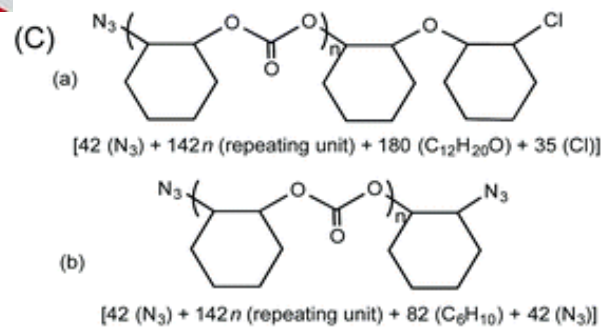
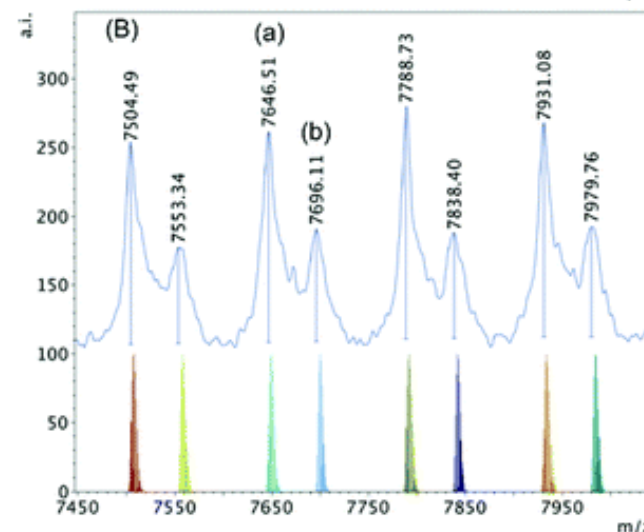
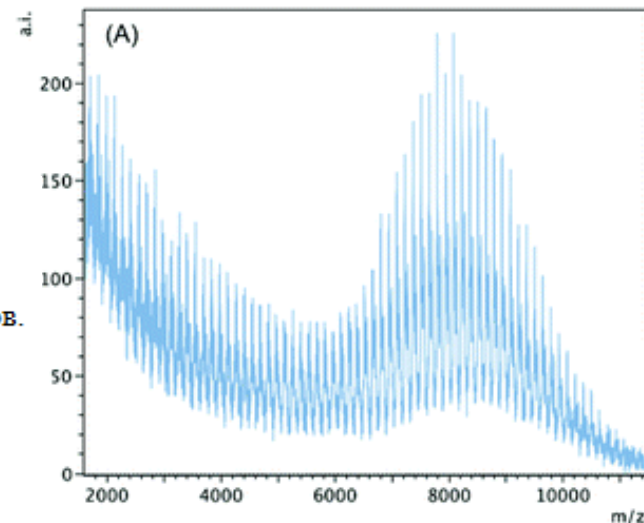
В нейтронной физике главным образом используются нейтроны с энергиями от 10^{-7} эВ до 10^7 эВ. Соответственно длины волн (де Бройля), отвечающие таким нейтронам, изменяются в диапазоне от 10^{-5} до 10^{-12} см. Этот диапазон длин волн отвечает размерам тех микрообъектов, которые можно изучать с помощью нейтронов. Таким образом, меняя энергию нейтронов от 10^7 эВ до 10^{-7} эВ, можно исследовать объекты размером от 10^{-12} см (атомные ядра) до 10^{-4} – 10^{-5} см (молекулы биополимеров, видимые в оптический микроскоп).

Исследование сложных молекул

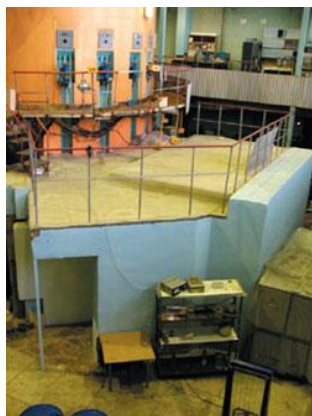
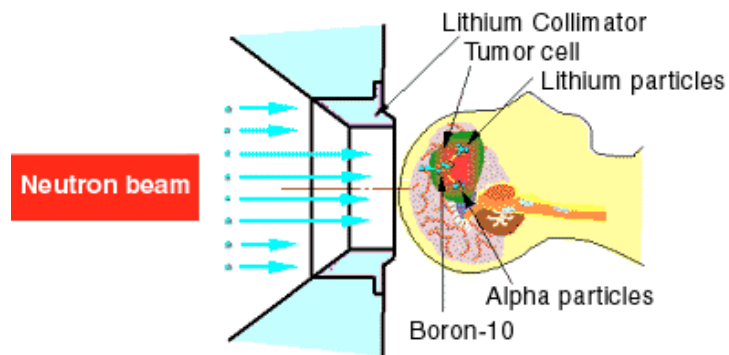
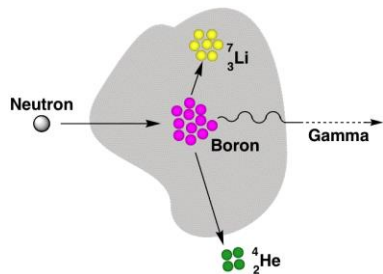
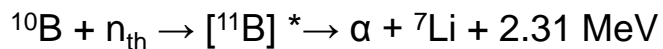
HZB Helmholtz Zentrum Berlin



Время-пролетный спектрометр NEAT-II



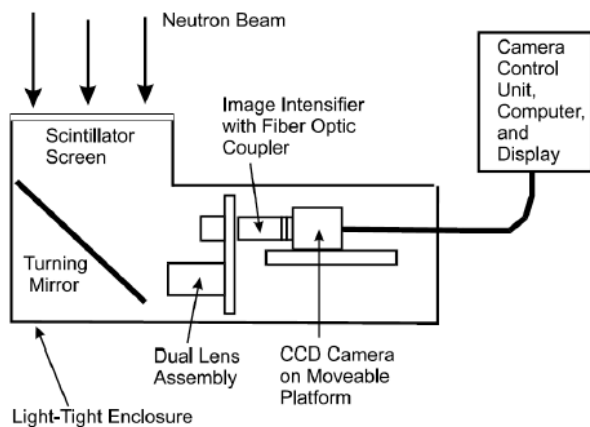
Нейтрон-захватная терапия



ИРТ МИФИ

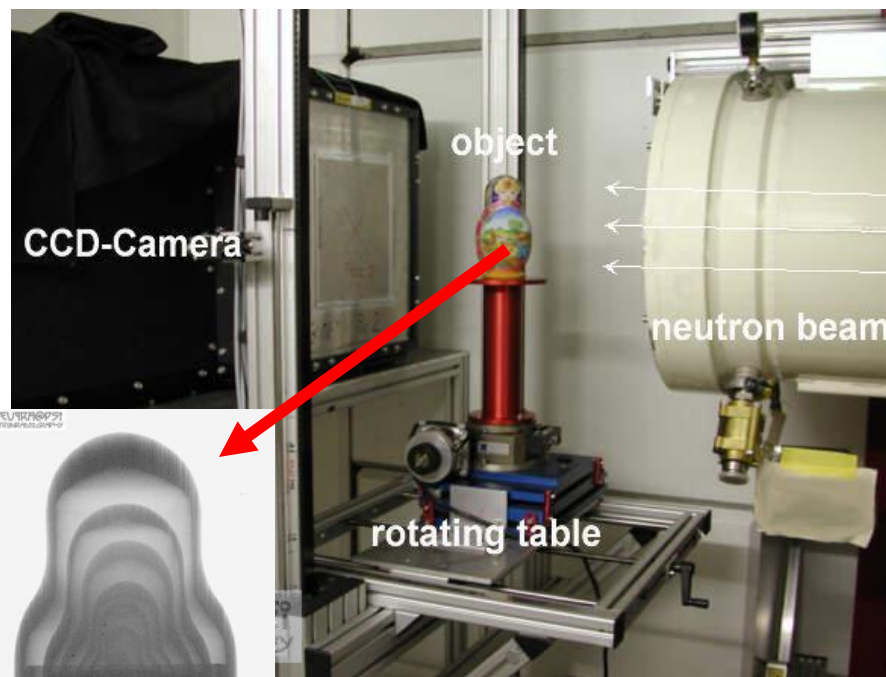
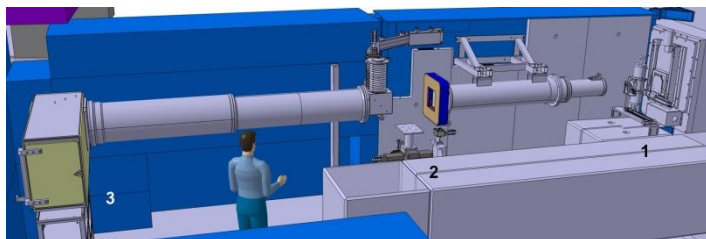


Нейтронная томография



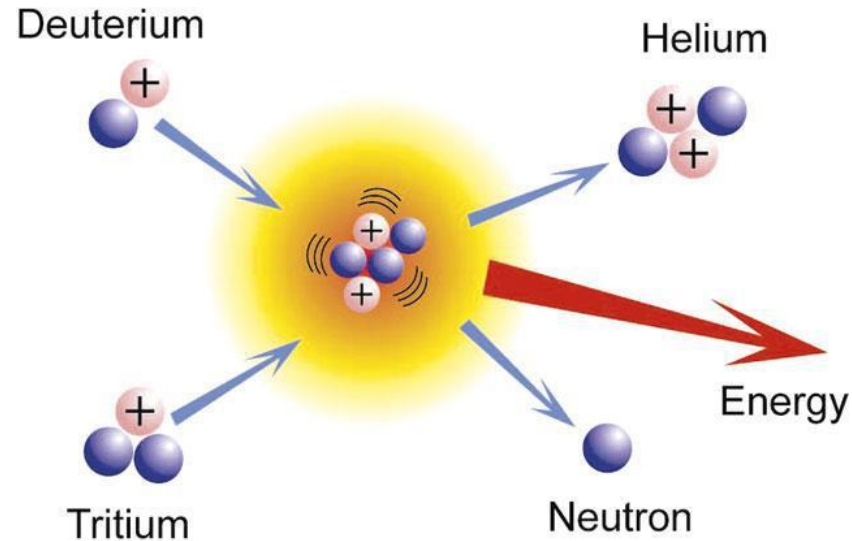
Томограф NEUTRA (PSI)

- Размер образца 4x4 –30x30 см
- Динамический диапазон до 16 бит
- пиксель 0.02 –0.15 мм
- число пикселей 1024 до 2048 (X, Y)



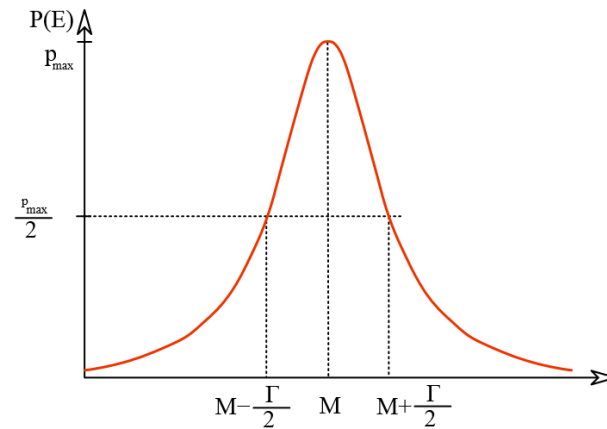
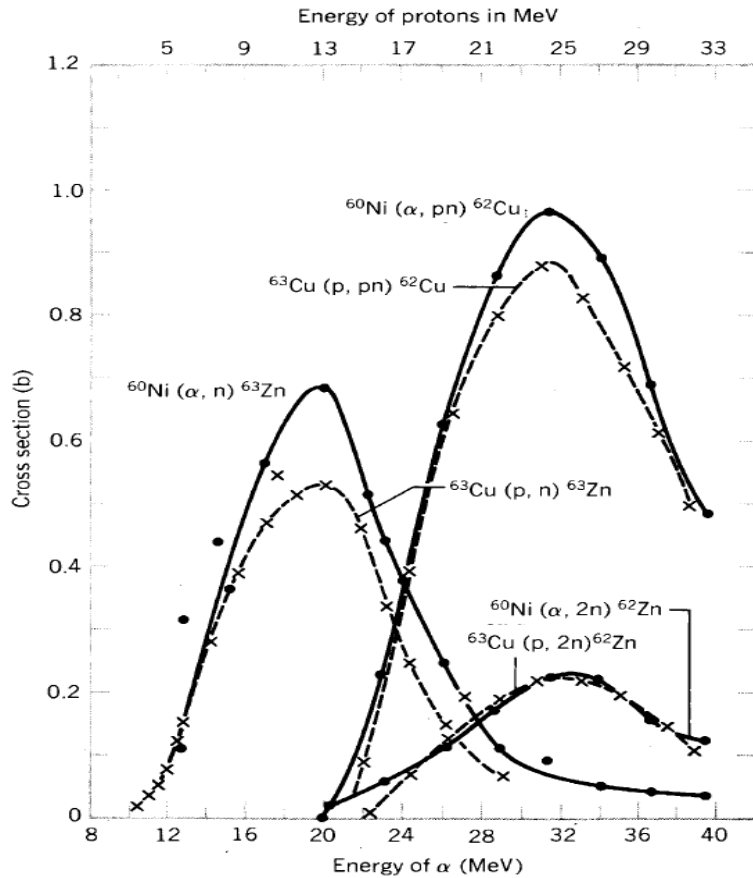
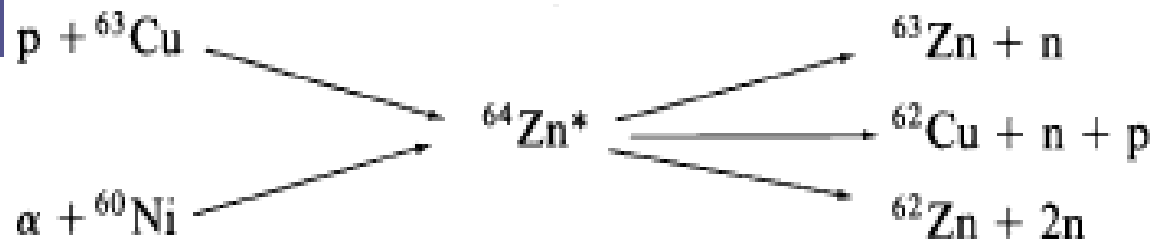
<https://www.psi.ch/sinq/neutra/>

5. Теория ядерных реакций Бора



В 1936 г. Нильс Бор предложил модель, согласно которой ядерная реакция может проходить в два этапа через образование составного ядра:

- 1) поглощение налетающей частицы ядром с образованием составного ядра и
- 2) распад составного ядра.



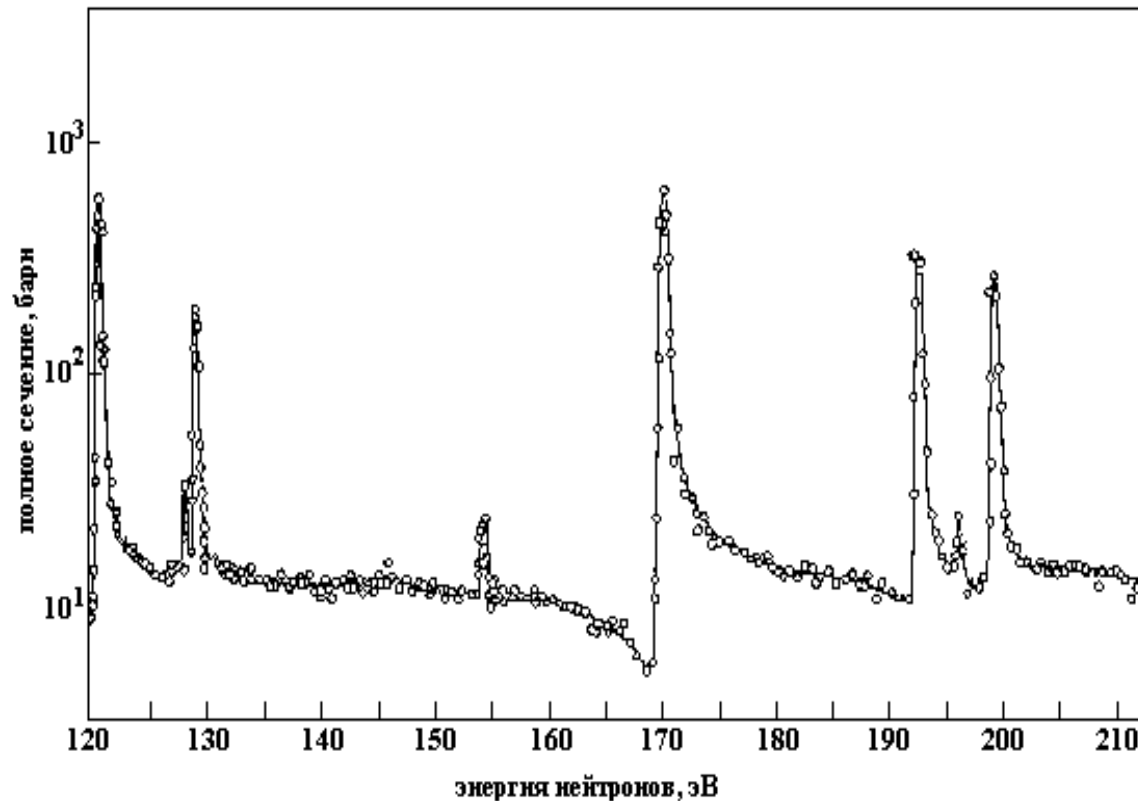
Ширина распада Γ связана с временем жизни τ соотношением неопределённости Гейзенберга

$$\Gamma \tau \sim \hbar$$

Резонансные реакции

При небольших энергиях возбуждения ядра спектр возбужденных состояний имеет дискретный характер. Возбужденные состояния ядра имеют короткое время жизни τ . В соответствии с принципом неопределённости энергия точно не определена и возбужденное состояние характеризуется шириной

$$\Gamma \cong \hbar / \tau$$



Зависимость полного сечения реакции $n + {}^{232}\text{Th}$ от энергии нейтронов

Сечение образования промежуточного ядра в области изолированного резонанса описывается формулой Брейта-Вигнера

В реакции $a + x \rightarrow c \rightarrow b + y$, идущей через состояние составного ядра c со спином Γ^c в случае, когда во входном ($a + x$) и выходном ($b + y$) каналах орбитальный момент $l = 0$, формула Брейта-Вигнера имеет вид

$$\sigma_{ab} = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{2\Gamma^c + 1}{(2I_a + 1)(2I_x + 1)} \frac{\Gamma_a^c \cdot \Gamma_b^c}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4},$$

$\hat{\lambda} = \sqrt{\frac{(m_a + m_x)}{2m_a m_x E}}$ — длина волны де Бройля, m_a, m_x, I_a, I_x — массы и спины частиц a и x , E — кинетическая энергия частиц a и x в системе центра инерции, Γ_a^c, Γ_b^c — парциальные ширины уровня составного ядра c , связанные с вероятностями его распада по каналам a и b , $\Gamma = \sum \Gamma_i$ — полная ширина уровня.

Для реакции (n, n') формула Брейта-Вигнера имеет вид

$$\sigma(n, n') = \frac{2\Gamma^c + 1}{(2\Gamma^c + 1)(2I_n + 1)} \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4}.$$

Вместо Заключения:

« Открытие нейтрона ... явилось, вероятно, одним из наиболее значительных научных событий нынешнего столетия. Оно стимулировало целый ряд новых поразительных открытий и явилось толчком для развития таких фундаментальных направлений науки, как физика атомного ядра и физика элементарных частиц »

А.И.Франк

УФН 137(1982)5-37

Источники информации

1. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. СПб.: Издательство «Лань», 2008. §§32-46
2. K.S. Krane. Introductory Nuclear Physics. John Wiley & Sons, 1988. §§11-12;
<http://faculty.kfupm.edu.sa/PHYS/aanaqvi/Introductory-Nuclear-Physics-new-Krane.pdf>
3. И.Н. Бекман. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА.
Лекция 16. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.
<http://profbeckman.narod.ru/YadFiz.files/L16.pdf>