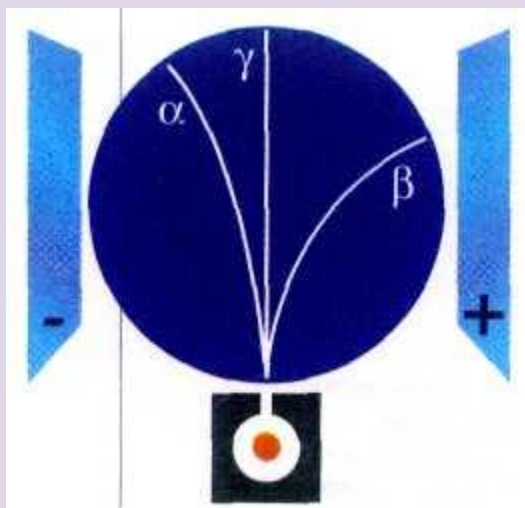


Радиоактивность

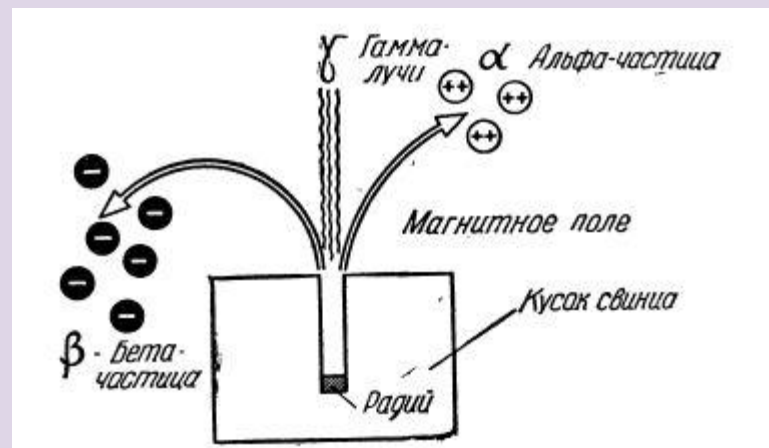


Радиоактивность

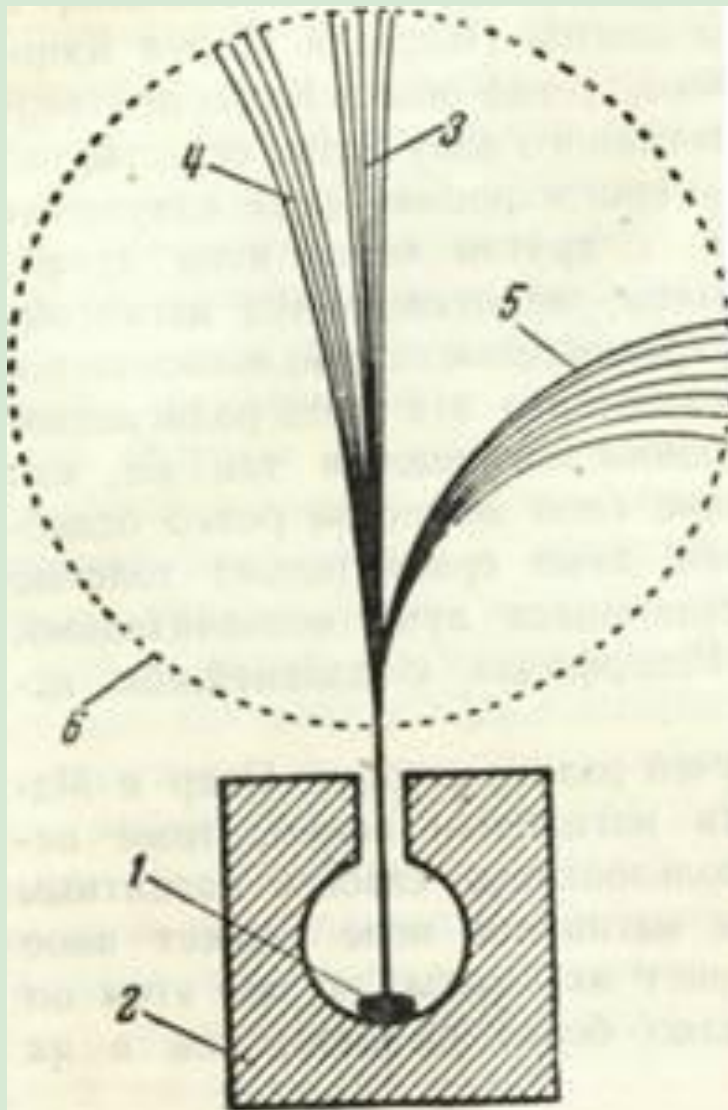
Свинцовая пластинка задерживает радиоактивное излучение. Через щели в свинцовой пластинке оно проходит в виде узкого пучка. Электрическое поле разделяет пучок на 3 составляющие: на фотопластинке появляются 3 полосы (средняя остается на месте).



Такое же разделение происходит в магнитном поле.



Радиоактивность



α – частицы (**α** – излучение) – положительно заряженные ядра гелия. (заряд $+2$. Масса 4 а.е.м.),
 β – частицы (**β** – излучение) – поток электронов, и нейтральное **γ** – излучение. Разная проникающая способность: **α** – частицы задерживает лист бумаги, **β** – частицы – пластинка алюминия 5 мм , **γ** – излучение слой свинца в 1 см ослабляет вдвое.

Закон распада

Отдельные ядра радиоактивного элемента претерпевают распад независимо друг от друга, $\Rightarrow$ число ядер dN распадающихся за малый промежуток времени dt пропорционально dt , и числу ядер N .

$\Rightarrow \quad dN = -\lambda N dt$ где λ – постоянная распада

Активность образца: $A = \frac{dN}{dt} = \lambda N$

В результате распада непрерывно уменьшается число атомов радиоактивного элемента $\Rightarrow$ падение активности. По изменению активности можно судить о количестве радиоактивного элемента.

АКТИВНОСТЬ

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda N$$

Единицы активности:

Число распадов в единицу времени

1 Бк (беккерель)=1 распад в секунду

$$1 \text{ кюри} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$$

Среднее время жизни:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t dN = \frac{1}{\lambda}$$

Закон распада

Решение уравнения: $dN = -\lambda N dt \Rightarrow$

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

Закон радиоактивного распада:

Интервал времени, в течение которого распадается половина атомов, называется периодом полураспада. Пусть в момент $t = 0$ есть N_0 атомов радиоактивного элемента. Период полураспада T . За время $t = nT$ останется

$$N = N_0 \cdot 2^{-n} = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}} \text{ атомов радиоактивного элемента}$$

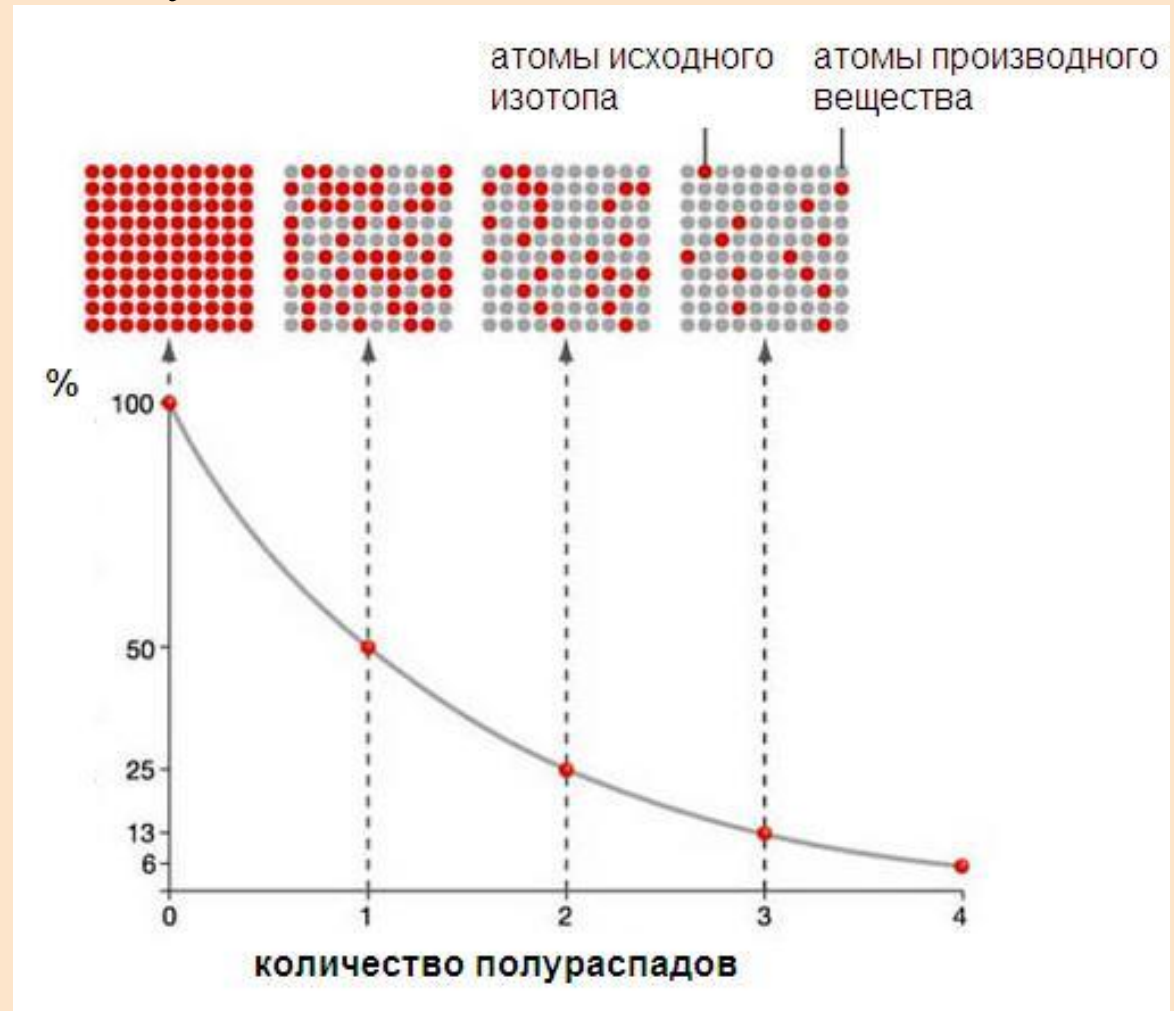
Период полураспада: $T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$

Закон распада

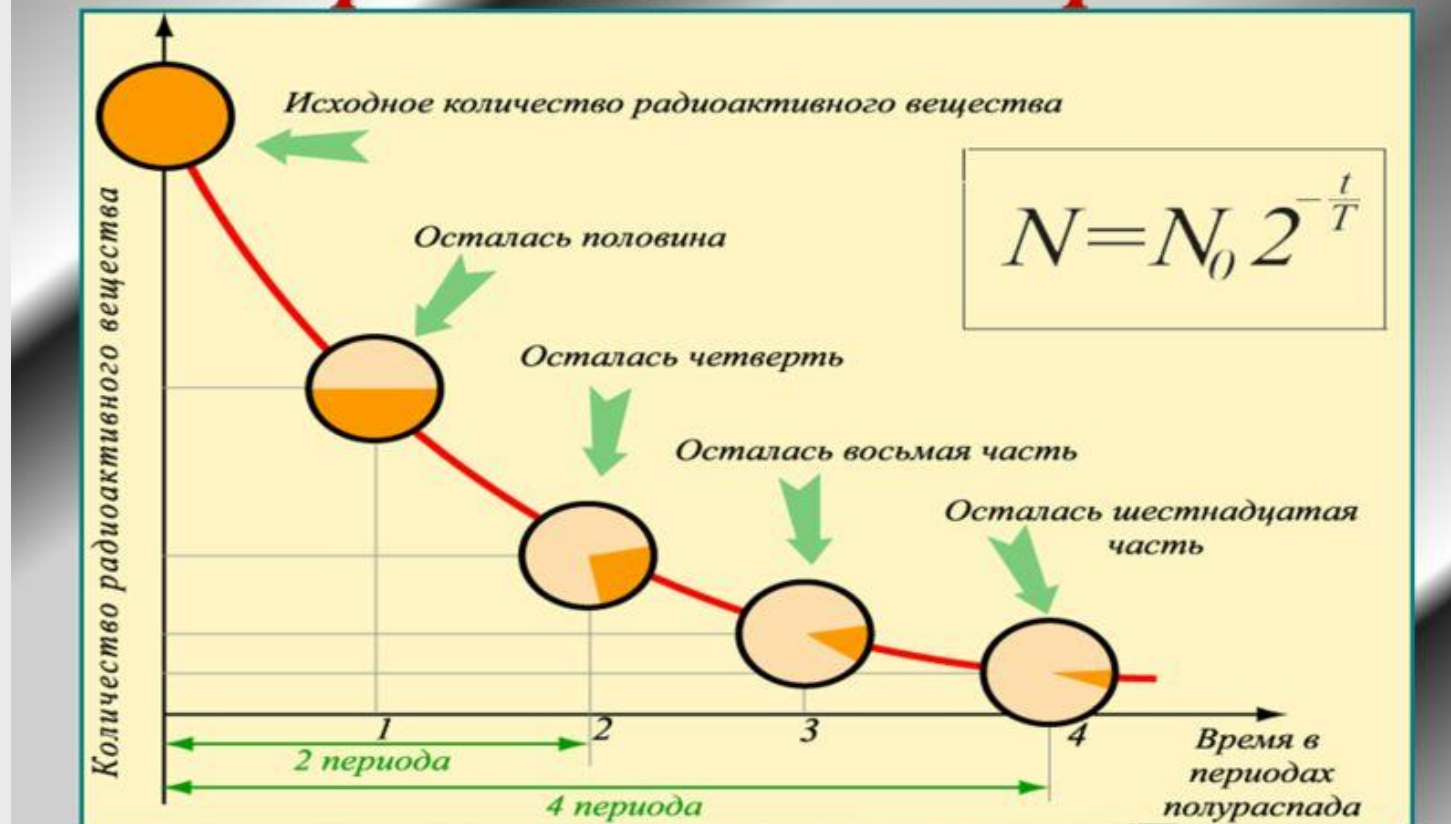
Распад – вероятностный процесс: λ – вероятность распада ядра в течении секунды.

Для нескольких ядер количество распадов за период полураспада может быть любым.

Для очень большого количества атомов – закон $e^{-\lambda T}$ выполняется точно.



Закон радиоактивного распада



Период полураспада – одна из основных характеристик радиоактивного элемента – постоянная величина: не меняется при нагреве, под давлением, в магнитном поле и при химических реакциях.

Период полураспада некоторых изотопов

<i>изотоп</i>	<i>Период полураспада</i>
^{164}Tc	18 минут
^{222}Ra	3.8 суток
^{131}I	8 суток
^{60}Co	5.24 года
^3H	12.3 года
^{90}Sr	28 лет
^{224}Ra	1600 лет
^{14}C	5730 лет
^{238}U	$4.5 \cdot 10^9$ лет

Закон распада

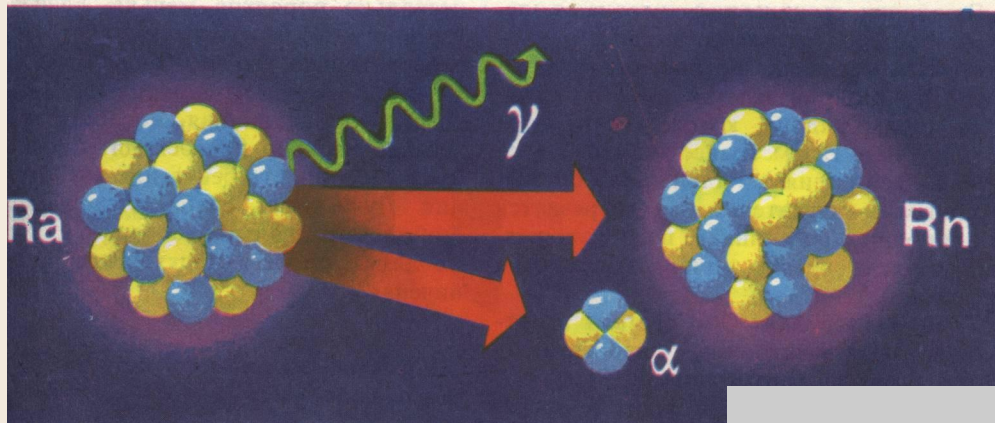
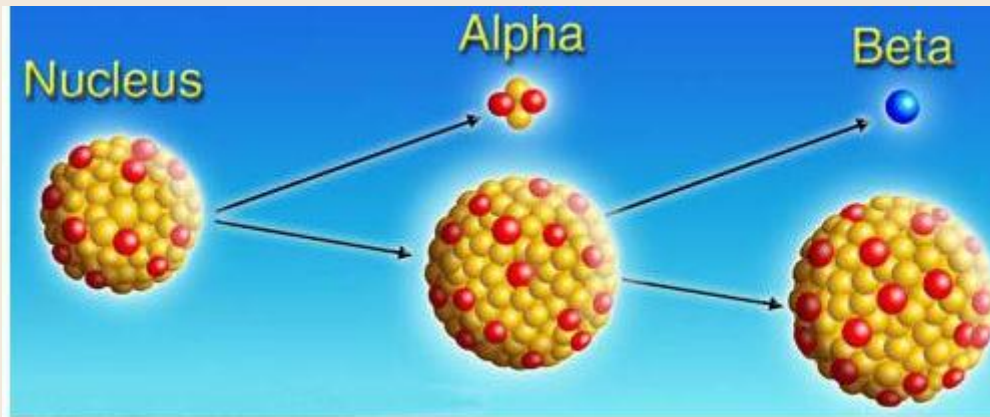


Распад урана
служит
источником новых
атомов радия и т.д.

Применение:
биология – гибель
клеток $\Rightarrow$ лечение
раковых опухолей.

В больших дозах $\Rightarrow$ лучевая болезнь. Светящиеся составы $\Rightarrow$ люминесценция под действием излучения. Определение возраста в геологии.

Радиоактивность



Большинство радиоактивных элементов испускает только один род частиц:

α или β .

Испускание частиц часто сопровождается

γ – излучением.



Радиоактивность

По своим свойствам γ – излучение подобно рентгеновскому излучению. При прохождении через кристаллы обнаруживает дифракцию, засвечивает фотопленку, ионизирует воздух, не отклоняется магнитным полем и тем сильнее поглощается экраном, чем больше порядковый номер элемента.

По жесткости (проникающей способности) γ – излучение превосходит рентгеновское. Последнее приближается к γ – излучению при повышении напряжения, ускоряющего электроны, т.е. при уменьшении длины волны. $\Rightarrow$ их одинаковая природа $\Rightarrow$ электромагнитные волны с малой длиной волны. $10^{-10} - 10^{-13}$ м.

Энергия γ – излучения - $10^4 - 10^6$ эВ.

Отличаются способом получения.

Методы наблюдения и
регистрации
элементарных частиц

Сцинтилляционный
метод

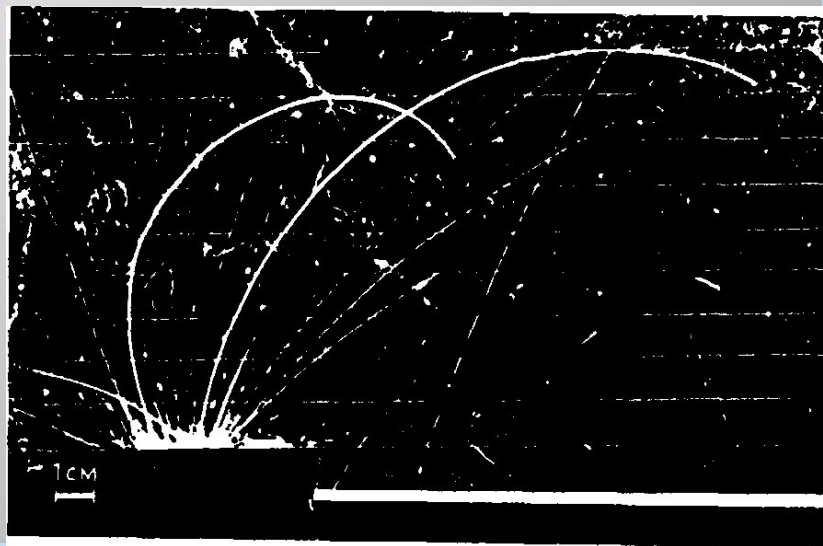
Счётчик Гейгера

Камера Вильсона

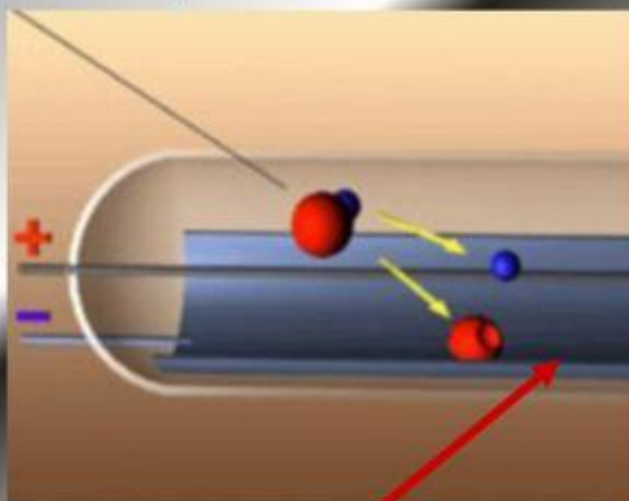
Пузырьковая
камера

Фотографические
эмульсии

Искровая камера



Сцинтилляционный счетчик



ЭКРАН

В 1903 году У.Крукс заметил, что частицы, испускаемые радиоактивным веществом, попадая на покрытый сернистым цинком экран, вызывает его свечение.

Устройство было использовано Э.Резерфордом. Сейчас сцинтилляции наблюдают и считают с помощью специальных устройств.

Сцинтилляционный счетчик

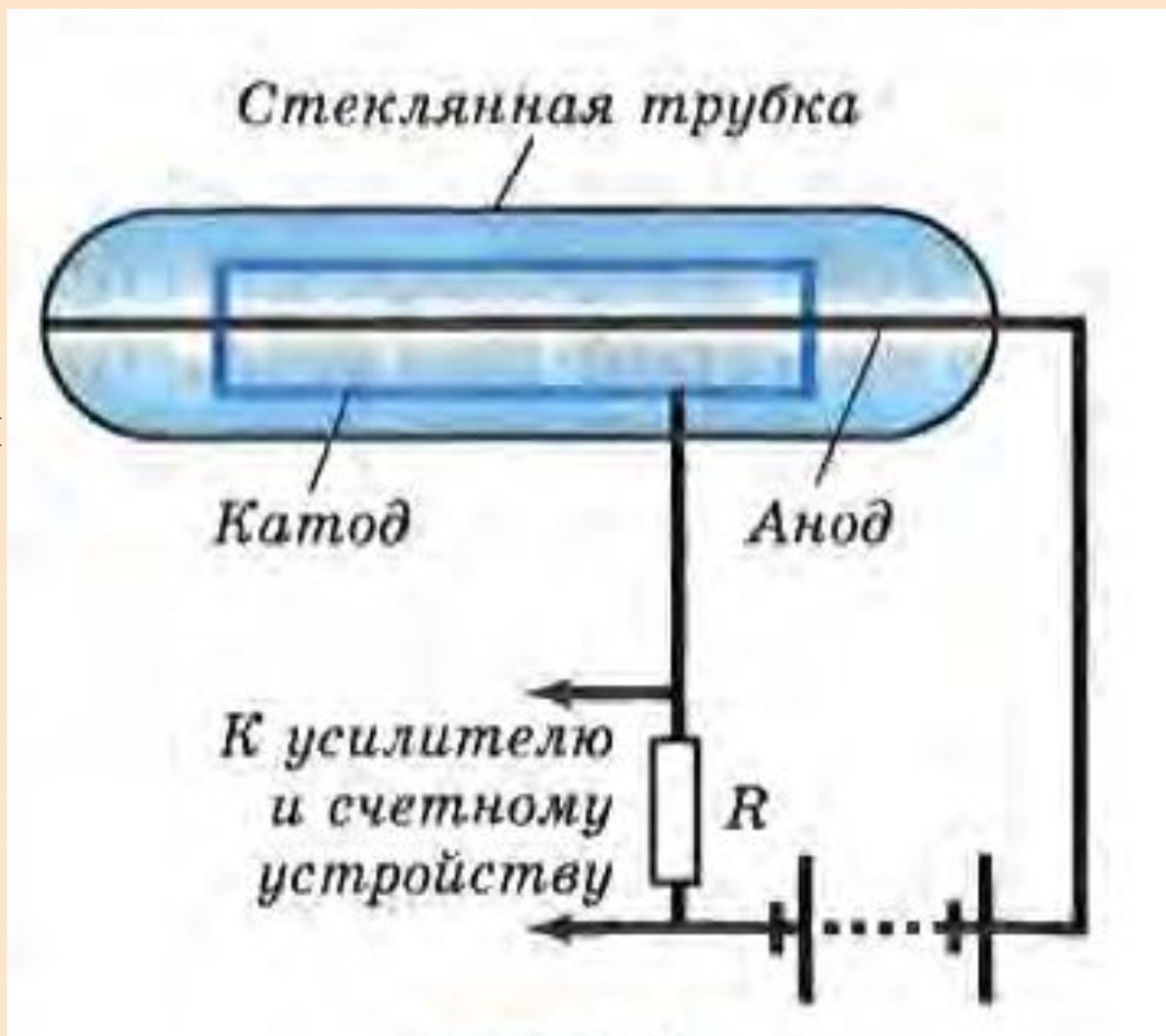
Прибор, регистрирующий заряженные частицы: - счетчик сцинтилляций.

Его действие основано на том, что попадание быстрой заряженной частицы на слой люминесцирующего вещества вызывает кратковременную вспышку света (сцинтилляцию).

Сцинтилляции, вызванные α – частицами на экране из сернистого цинка, могут быть обнаружены глазом
Однако для большей надежности используют фотоэлектронные умножители.

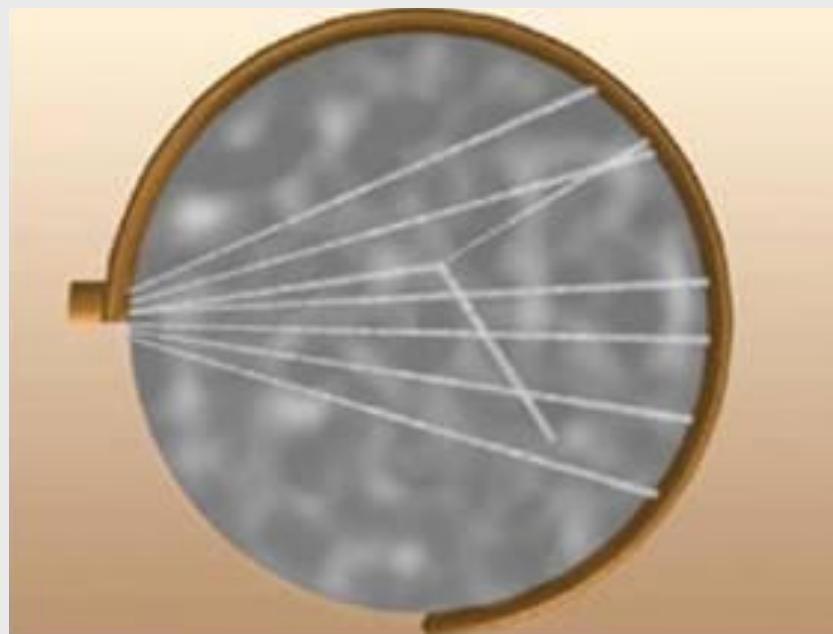
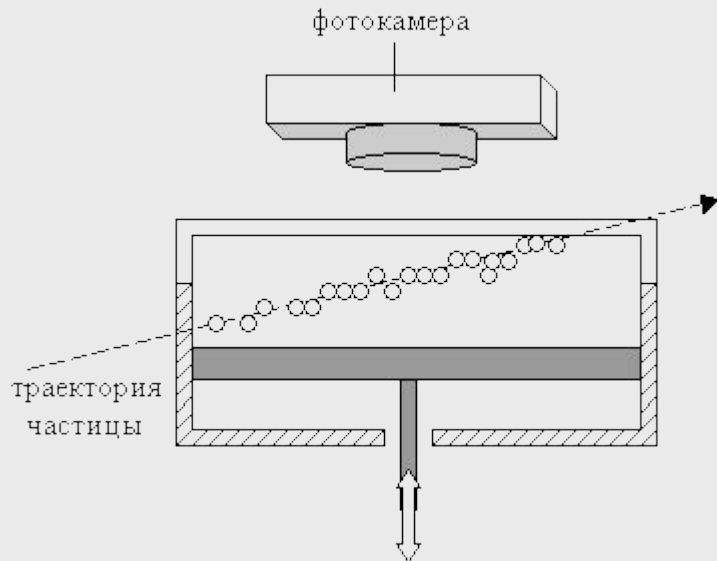
Газоразрядный счетчик Гейгера- Мюллера.

Прохождение каждой заряженной частицы вызывает вспышку газового разряда (ионизация газа) $\Rightarrow$ импульс тока, $\Rightarrow$ усиление $\Rightarrow$ цифровой индикатор.



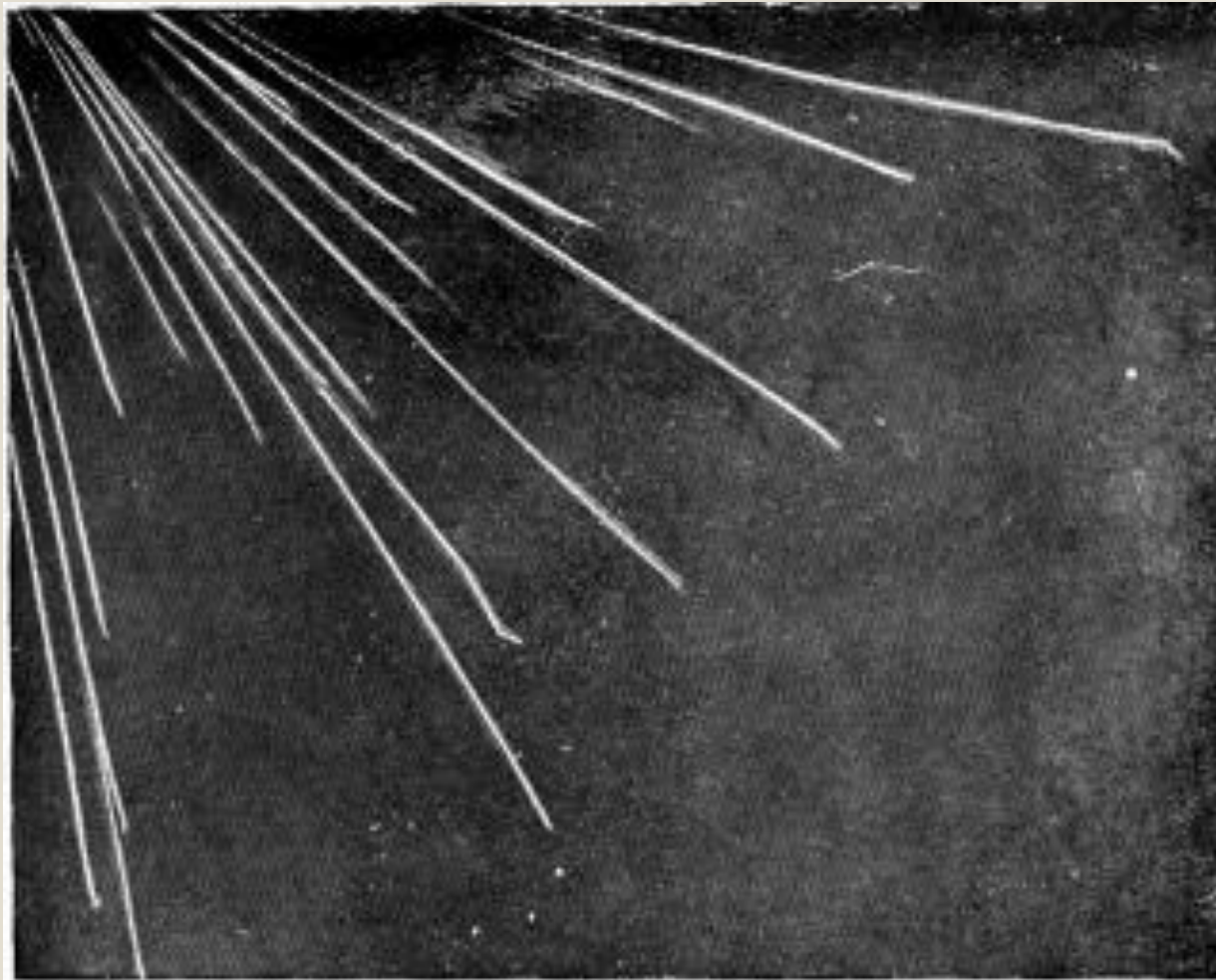
Камера Вильсона

прибор для наблюдения путей быстрых заряженных частиц (треков). В камере находится пар воды или спирта в состоянии перенасыщения. Быстрая заряженная частица, пролетающая через камеру, оставляет на своем пути цепочку ионов, на которых оседают капельки конденсата, получается туманный след частицы. След можно сфотографировать.



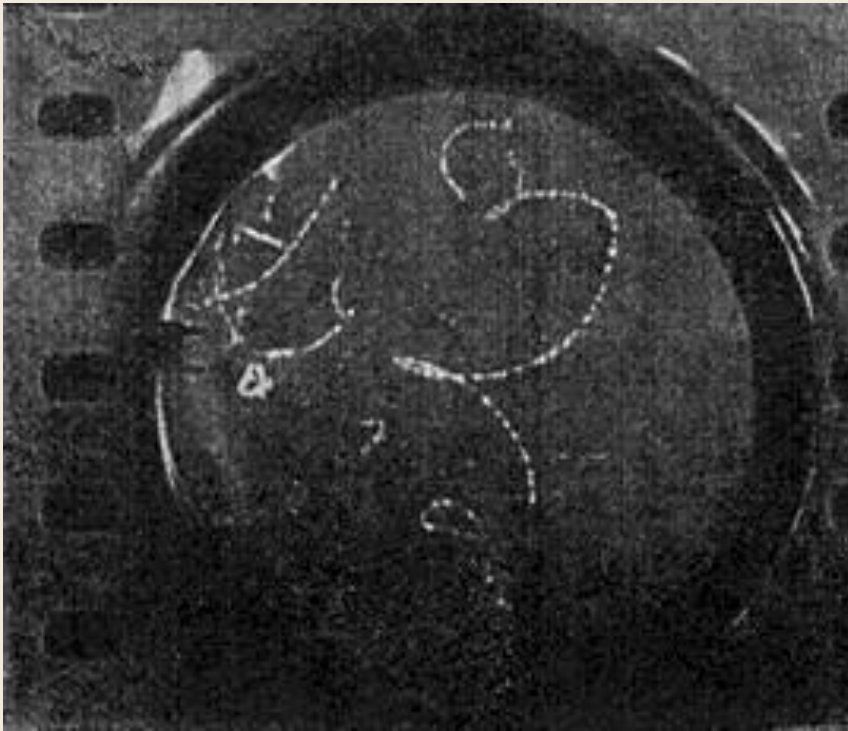
Методы регистрации частиц.

Первые снимки треков отдельных электронов были получены Вильсоном при помощи созданной им Камеры в 1912 году (Нобелевская премия 1927 г.).



Камера Вильсона:

П.Л. Капица и Д.В. Скобельцин предложили помещать камеру в магнитное поле $\Rightarrow$ изгиб следа $\Rightarrow$ знак заряда и скорость (если известны величина заряда и масса).

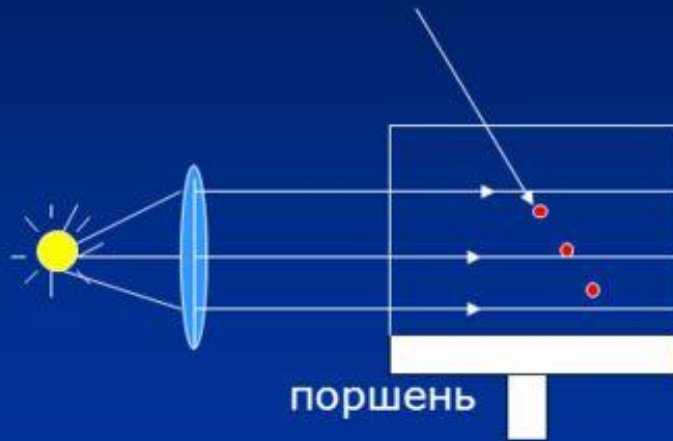


α – частицы ионизируют сильнее, $\Rightarrow$ их следы жирнее и короче, чем следы β – частиц,

γ – излучение треков не оставляет, но выбивает электроны из атомов.

Пузырьковая камера

Пузырьковая камера



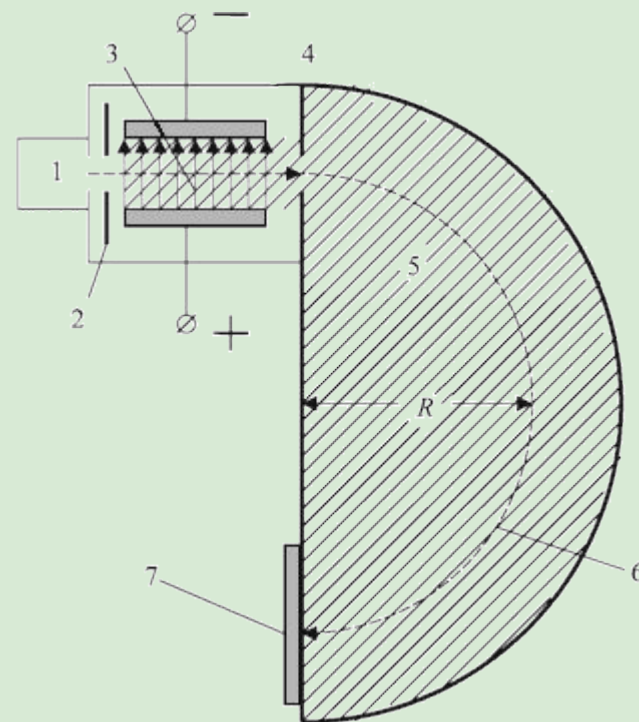
- При понижении давления жидкость в камере переходит в перегретое состояние.

α -излучение

Для измерения заряда частицы независимо измеряют заряд, переносимый потоком частиц и число частиц (электрометр и счетчик сцинтилляций) $\Rightarrow \alpha$ – частица – заряд $+2$ и β – частица – заряд -1 .

Измерение массы – масспектрометр (отклонение частицы последовательно в электрическом и магнитном полях).

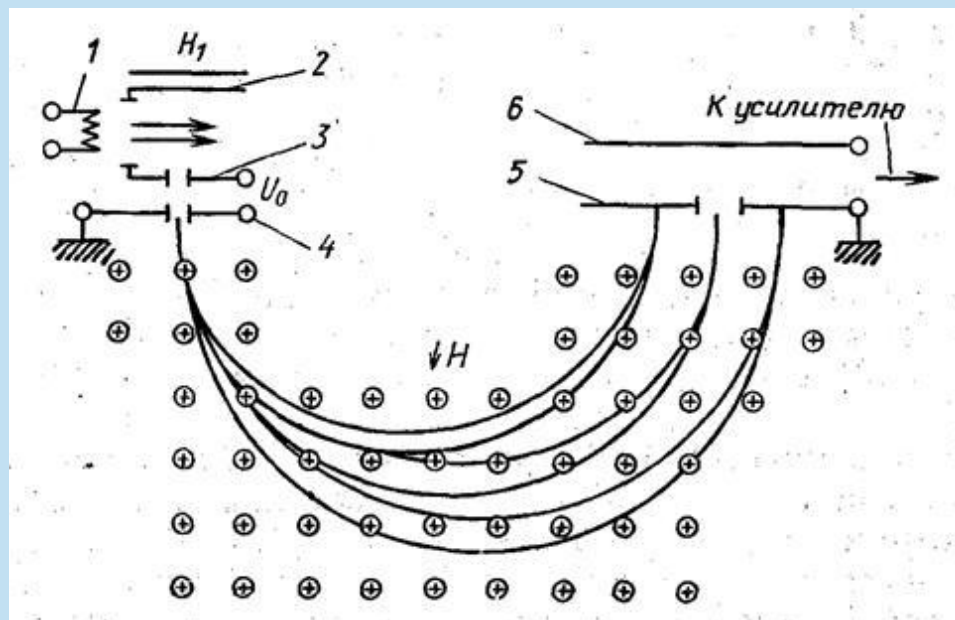
$\Rightarrow \alpha$ – частица – ядра гелия (масса 4 а.е.м.) и β – частица – быстрые электроны. Скорости β – частиц доходят до 0.99 скорости света, а энергия до нескольких МэВ .



α -излучение

Скорости α – частиц 10 – 20 тыс. км/с, энергия 4 – 10 МэВ.

В результате столкновений с атомами среды, энергия радиоактивного излучения переходит в тепло.



Благодаря громадной скорости ($\sim 10^7$ м/с) α – частицы при столкновении с атомами могут проникать внутрь их, $\Rightarrow$ можно получить сведения о внутреннем строении атома.

Опыт Резерфорда

Схема опыта Резерфорда
по рассеянию α - частиц.



Опыт Резерфорда

Источник **α** – частиц, диафрагма с отверстием формирует узкий пучок. Люминесцирующий экран, на котором видно светящееся пятно.

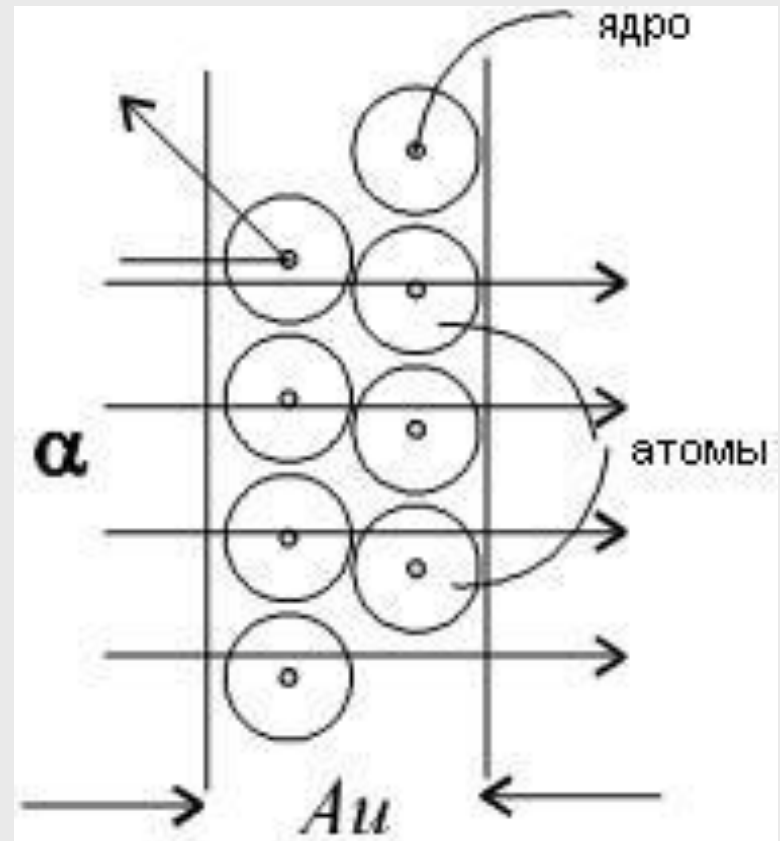
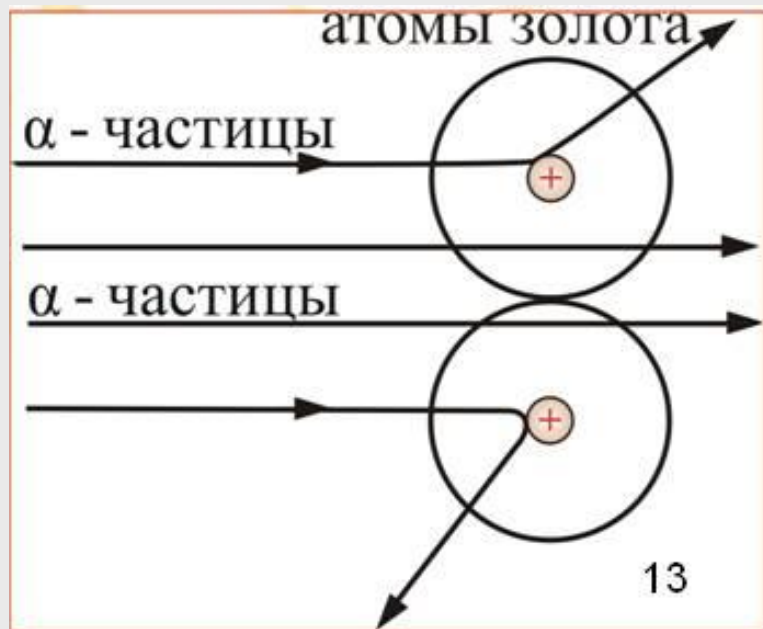
Перед экраном помещают тонкий слой вещества (золотая или свинцовая фольга *1 мкм*). Интенсивность центрального пятна немного уменьшится, но появляются вспышки вне центрального пятна. $\Rightarrow$ рассеянные фольгой **α** – частицы. С увеличением угла число рассеянных частиц быстро убывает.



Опыт Резерфорда

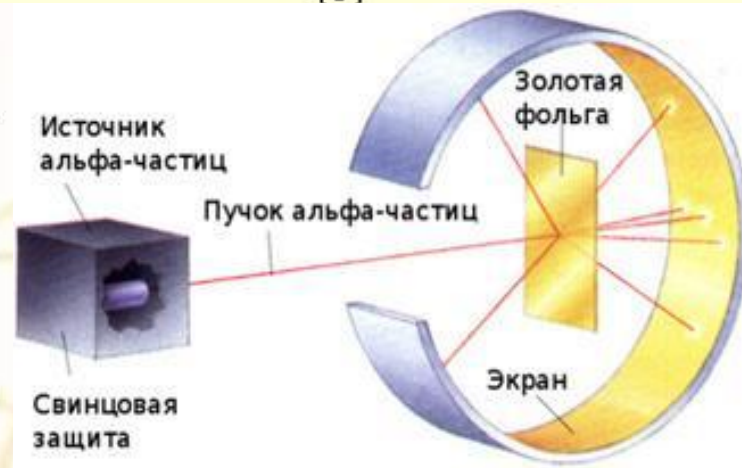
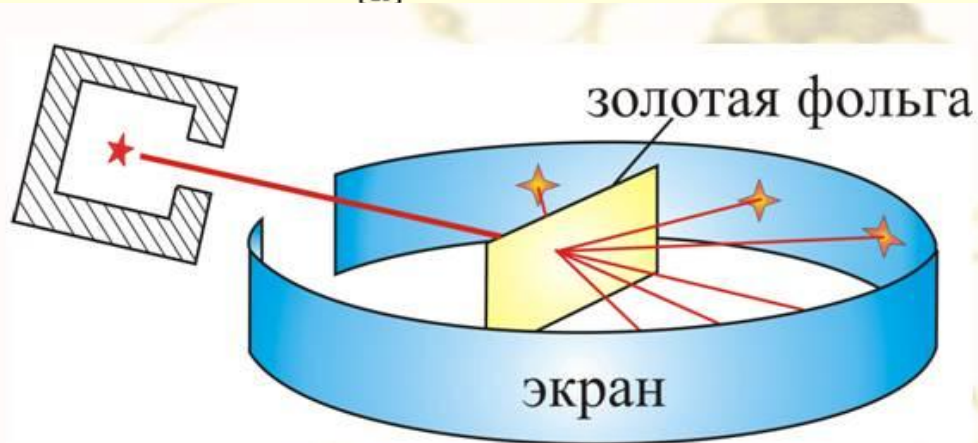
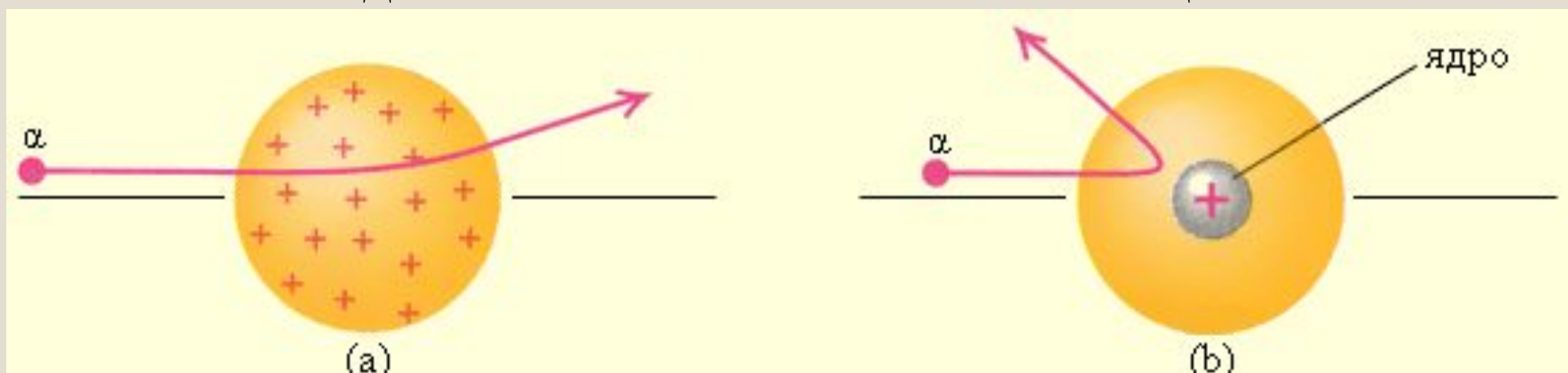
Диаметр атома золота $\approx 3 \cdot 10^{-10}$ м, атомы расположены вплотную, $\Rightarrow 1$ мкм ≈ 3300 слоев атомов $\Rightarrow$ пролетая α – частица сталкивается с 3000 атомов золота.

Однако большая часть α – частиц не испытывает заметного рассеяния. $\Rightarrow$ атом пронизаем.



Опыт Резерфорда

С другой стороны, некоторые α – частицы рассеиваются на большие углы. Для этого требуются большие силы, но в поле этих сил попадает лишь малая часть α – частиц.

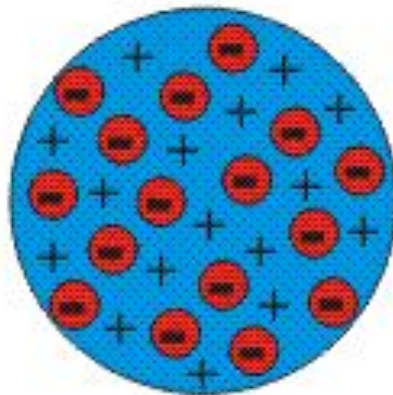


Опыт Резерфорда

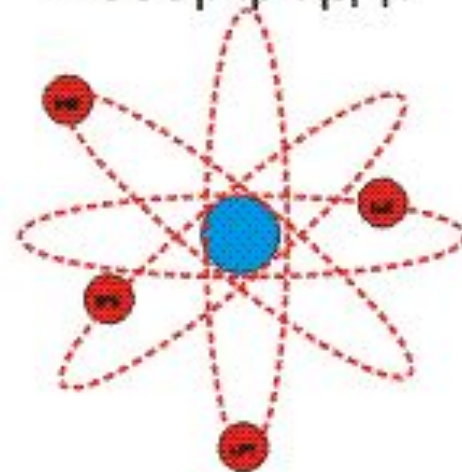
Для объяснения Эрнст Резерфорд в 1911 году предложил ядерную модель строения атома: вся масса сосредоточена в положительно заряженном ядре, занимающем ничтожную часть объема атома.

Ядро окружено оболочкой электронов, занимающей весь остальной объем и обладающей незначительной массой.

Модель атома
Томсона

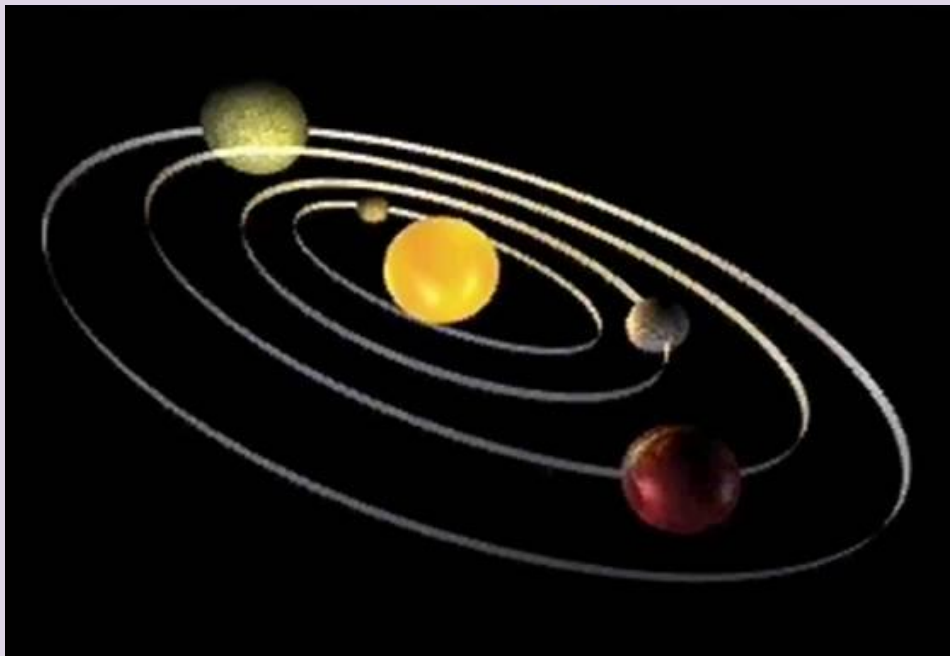


Модель атома
Резерфорда

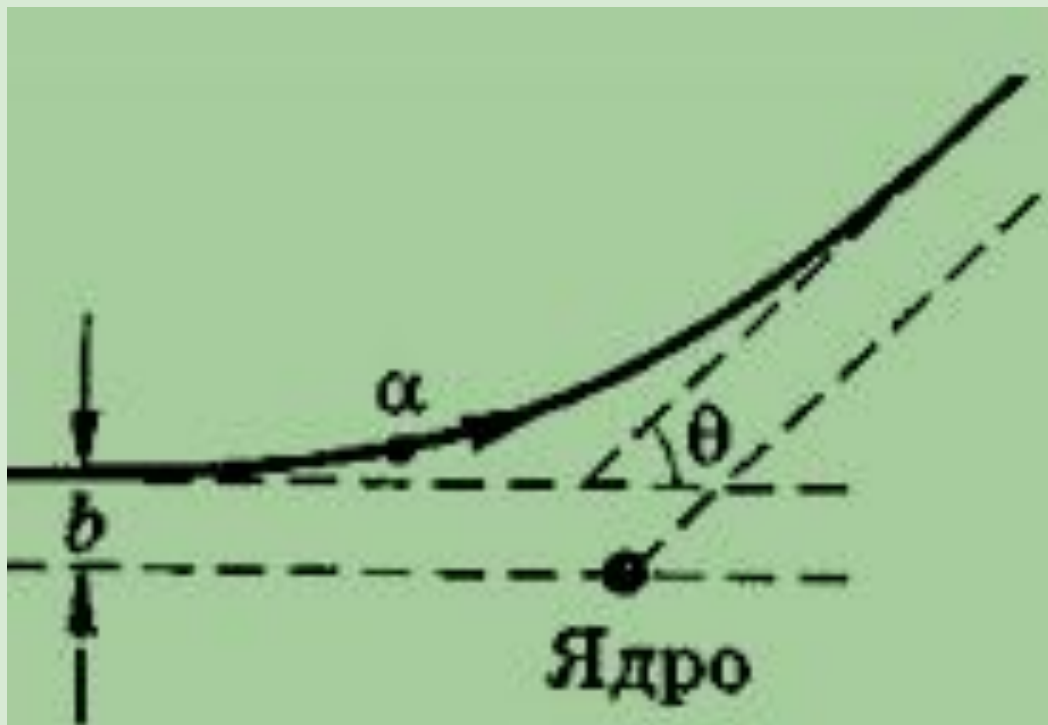


Ядерная модель атома

Планетарная модель строения атома



Ядерная модель атома



На α – частицу в атоме действуют электростатические силы со стороны ядра и электронов. Взаимодействие с электронами не приводит к заметному отклонению α – частиц.

А вот ядро может заметно изменить движение α – частицы, т.к. ядро золота по массе значительно превосходит α – частицу.

Ядерная модель атома

То обстоятельство, что некоторые α – частицы отклоняются на большие углы, показывает, что иногда они подходят на близкие расстояния к ядру, но в большинстве случаев пролетают на больших расстояниях от ядра. $\Rightarrow$ отклоняются слабо.



Ядерная модель атома

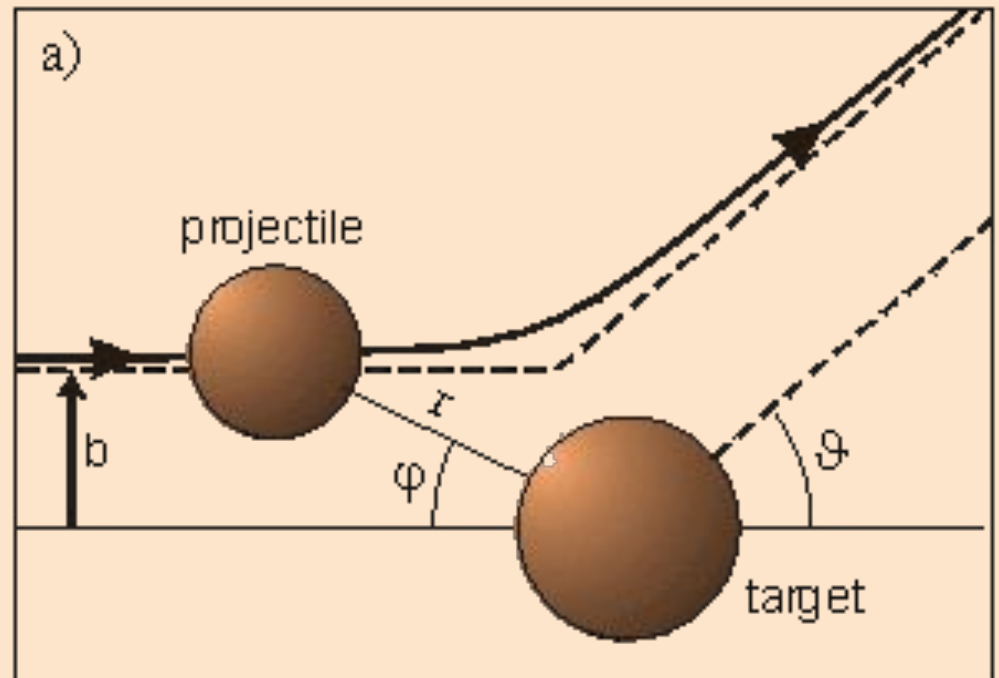
Используя закон Кулона и законы динамики Ньютона, Резерфорд рассчитал зависимость числа рассеянных α – частиц от угла рассеяния. Результаты расчетов показали хорошее согласие с данными измерений с различными материалами фольги. $\Rightarrow$ Правильность модели атома. Электрические силы внутри атома подчиняются закону Кулона, а т.к. закон Кулона справедлив когда размеры зарядов малы по сравнению расстояниями между ними $\Rightarrow$ размеры ядер очень малы.

Размеры ядер в 10^4 раз меньше размеров атома и составляют $\sim 10^{-15} \text{ м}$.

Ядерная модель атома

В поле кулоновской силы ядра траектория α – частицы представляет собой гиперболу. Расстояние b от ядра до линии первоначального направления движения называется прицельным параметром.

Угол ϑ между асимптотами характеризует отклонение от первоначального направления и зависит от прицельного параметра b . Задача в определении зависимости: $b(\vartheta)$.



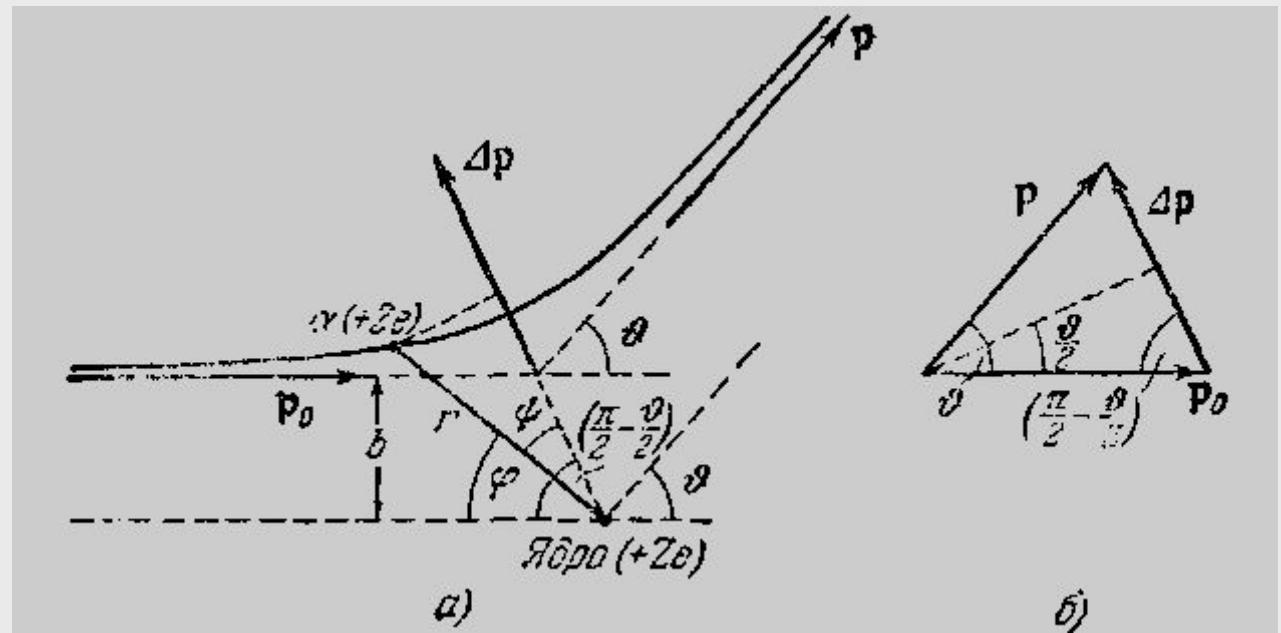
Ядерная модель атома

Закон сохранения энергии вдали от
ядра:

$$\frac{p^2}{2m} = \frac{p_0^2}{2m}; \Rightarrow$$

и изменение импульса:

$$|p| = |p_0|; \Rightarrow |\Delta p| = 2|p_0| \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = 2m_{\alpha} v \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$$

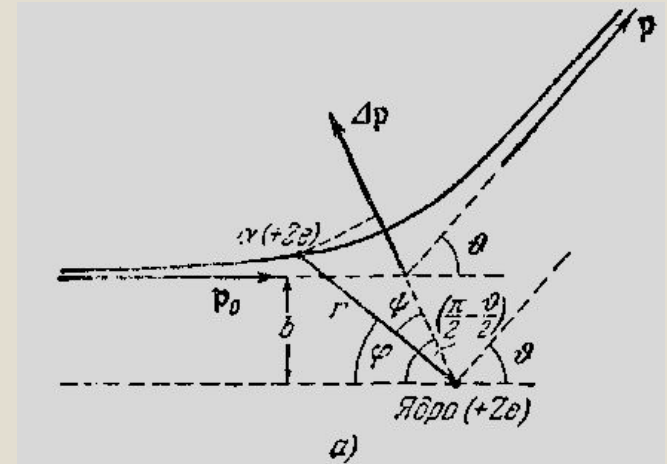


Ядерная модель атома

Но: $|\Delta \vec{p}| = \int F_{\Delta p} dt = \int |F| \cos(\psi) dt = \int |F| \sin\left(\varphi + \frac{\vartheta}{2}\right) dt$

По закону Кулона: $|F| = \frac{2ze^2}{r^2} k; \Rightarrow$

$$|\Delta \vec{p}| = \int_0^{\pi-\vartheta} \frac{2ze^2}{r^2} k \sin\left(\varphi + \frac{\vartheta}{2}\right) \frac{dt}{d\varphi} d\varphi$$



Закон сохранения
момента импульса:

$$M = mr^2 \dot{\varphi} = m v b; \quad \Rightarrow$$

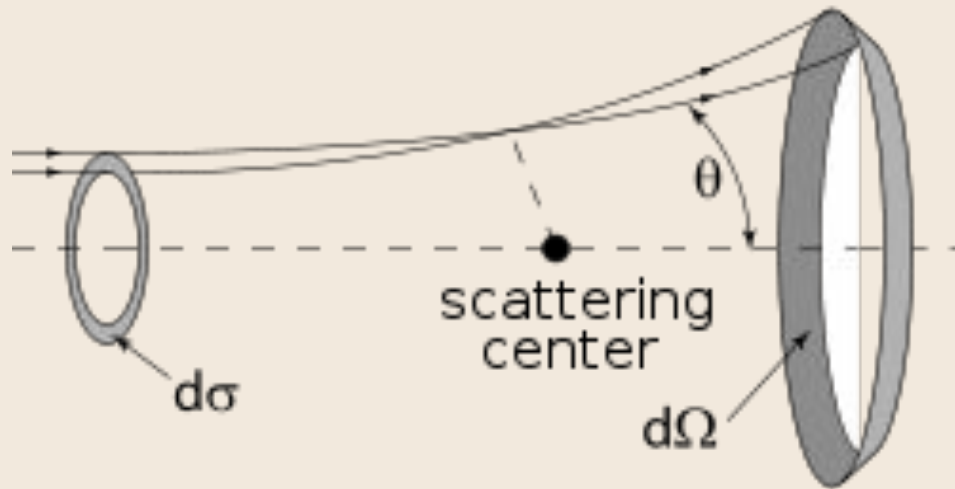
$$|\Delta \vec{p}| = \frac{2ze^2}{vb} k \int_0^{\pi-\vartheta} \sin\left(\varphi + \frac{\vartheta}{2}\right) d\varphi$$

Ядерная модель атома

После интегрирования: $2m_{\alpha}v\sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{2ze^2}{vb} \cdot 2\cos\left(\frac{\vartheta}{2}\right);$

$$\text{Или: } \operatorname{ctg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{m_{\alpha}v^2}{2ze^2k}b; \quad b = \frac{ze^2k}{E_K}\operatorname{ctg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right);$$

Где E_K — кинетическая энергия α — частицы.

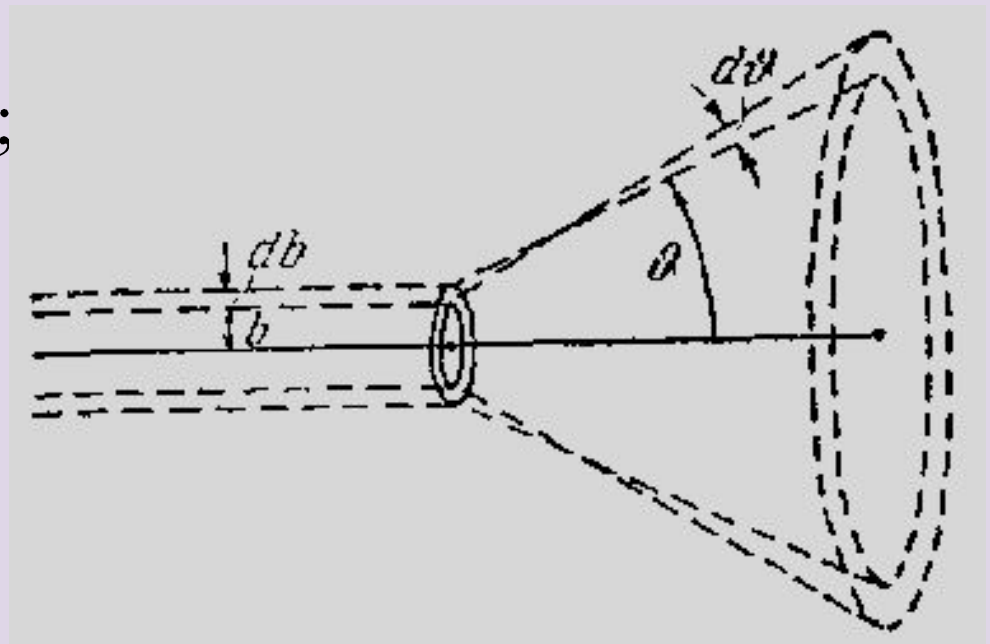


Ядерная модель атома

Предположим, что слой вещества достаточно тонкий, и частица пролетает через него максимум с одним столкновением с ядром (однократное рассеяние). зависимость $b(\vartheta)$ однозначная $\Rightarrow$ если прицельные параметры будут в диапазоне $(b, b + db)$, произойдет рассеяние на углы в диапазоне $(\vartheta, \vartheta + d\vartheta)$; причем:

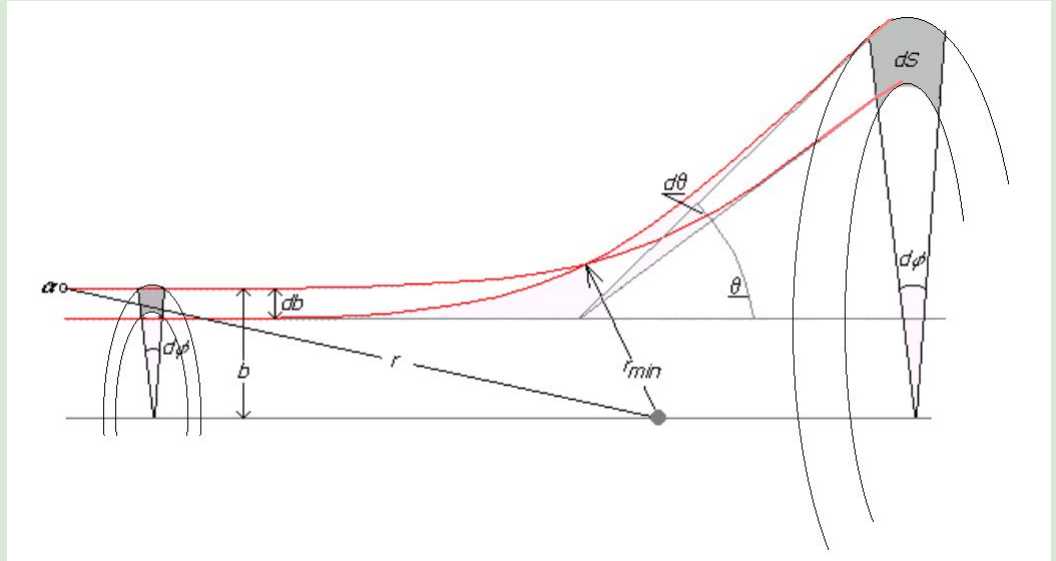
$$db = -\frac{ze^2k}{E_K} \cdot \frac{d\vartheta}{2\sin^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right)};$$

С увеличением прицельного параметра угол рассеяния уменьшается.



Ядерная модель атома

Пусть S – площадь поперечного сечения пучка, тогда nSa – число атомов фольги на пути этого пучка. Здесь a – толщина фольги, n – концентрация атомов.



⇒ Относительное число α – частиц с прицельным параметром в диапазоне $(b, b + db)$:

$$\frac{dN}{N} = \frac{nSa \cdot 2\pi b db}{S} = na \cdot 2\pi b db =$$

Ядерная модель атома

$$\begin{aligned}\frac{dN}{N} &= \frac{nSa \cdot 2\pi b db}{S} = na \cdot 2\pi b db = \\ &= na \cdot 2\pi \left(\frac{2ze^2k}{m_\alpha v^2} \right)^2 \cdot \frac{\operatorname{ctg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right) d\vartheta}{2\sin^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right)} = na \cdot \left(\frac{2ze^2k}{m_\alpha v^2} \right)^2 \cdot \frac{2\pi \sin(\vartheta)}{2\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)} \frac{d\vartheta}{2} =; \\ &= na \cdot \left(\frac{ze^2k}{m_\alpha v^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)};\end{aligned}$$

Формула Резерфорда

Ядерная модель атома

Летящая точно по центру ядра α – частица подойдет к ядру на минимальное расстояние:

$$\frac{m_{\alpha} v^2}{2} = -\frac{2ze^2 k}{r_{\min}} \Rightarrow r_{\min};$$

Для серебра — $r_{\min} \approx 6 \cdot 10^{-15} \text{ м}$

Проблемы планетарной модели – излучение электромагнитных волн $\Rightarrow$ потери энергии, однако атом устойчив.

Фундаментальным свойством атомов (и молекул) является существование дискретных энергетических уровней.

Модель атома Бора

Простейшим является атом водорода, состоящий из ядра с зарядом $+e$ и одного электрона. Между ядром и электроном действует электростатическая сила притяжения.

$$F = -k \frac{e^2}{r^2}$$

Эта сила обеспечивает центростремительное ускорение электрона.

$$\frac{m_e v^2}{r} = k \frac{e^2}{r^2}$$

⇒ электрон вращается по круговой или эллиптической траектории подобно планете. Различным возможным состояниям атома соответствуют различные по размерам и форме орбиты.

Модель атома Бора

Энергия электрона в атоме складывается из кинетической энергии движения по орбите и потенциальной энергии в поле ядра.

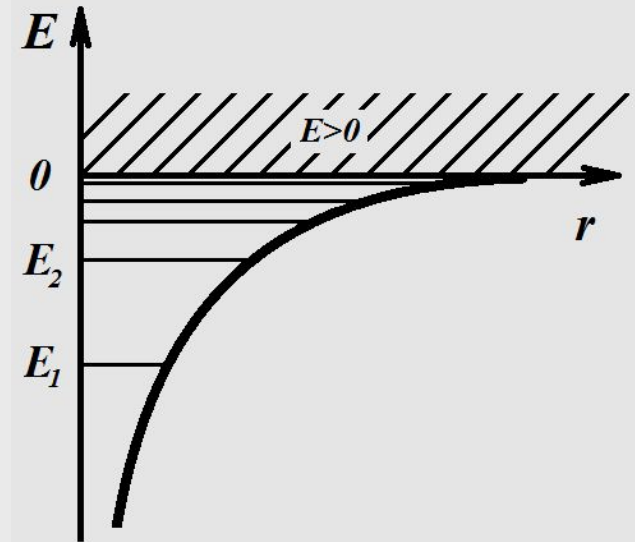
$$E = \frac{m_e v^2}{2} - k \frac{e^2}{r}$$

С учетом того, что $\frac{m_e v^2}{r} = k \frac{e^2}{r^2}$

кинетическая энергия $\frac{m_e v^2}{2} = k \frac{e^2}{2r}$

Полная энергия $E = -k \frac{e^2}{2r}$

Зависит от радиуса орбиты.
Чем меньше радиус, тем меньше энергия.

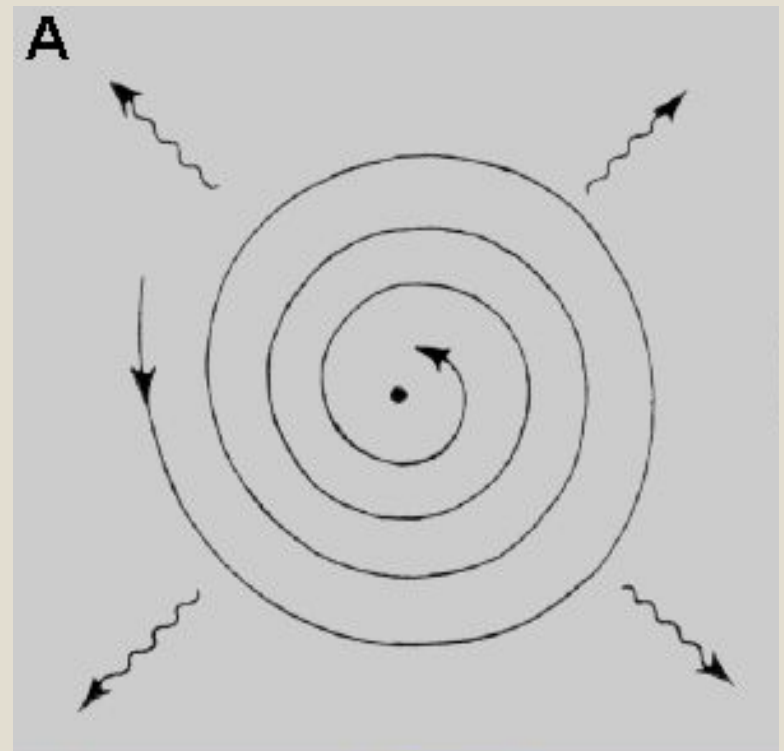


Модель атома Бора

Противоречия:

Неравноправность любых орбит, не противоречащих законам классической механики и устойчивость атома в основном состоянии. Расчеты показывают, что электрон должен упасть на ядро за 10^{-8} с, но опыт свидетельствует об устойчивости, $\Rightarrow$ классическая механика неприменима.

Неполнота планетарной модели. Действительная картина атома сложнее. Но и планетарная модель правильно отражает многие свойства атома.



Модель атома Бора

Н. Бор в 1913 году дал первое объяснение квантовым энергетическим уровням в атомах, линейчатым спектрам, которые есть результат спонтанного излучения и резонансного (избирательного) поглощения света атомами.



Первый постулат Бора:

Атомная система может находиться только в особых стационарных, или квантовых, состояниях, каждому из которых соответствует определенная энергия. В стационарном состоянии атом не излучает.

Постулат находится в противоречии с классической механикой

Модель атома Бора

Второй постулат Бора:

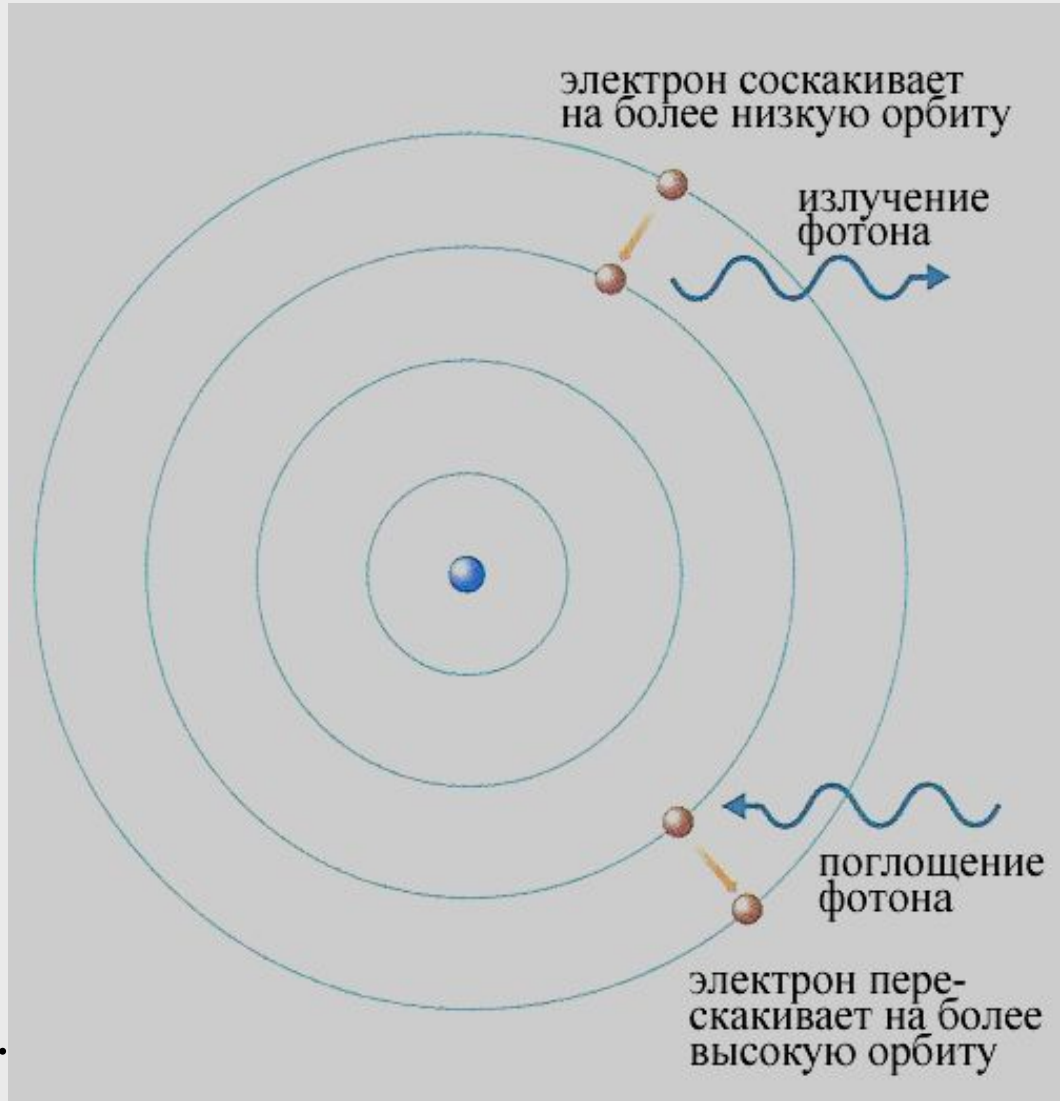
При переходе в другое стационарное состояние, энергия атома изменяется на

$$E_{n2} - E_{n1}$$

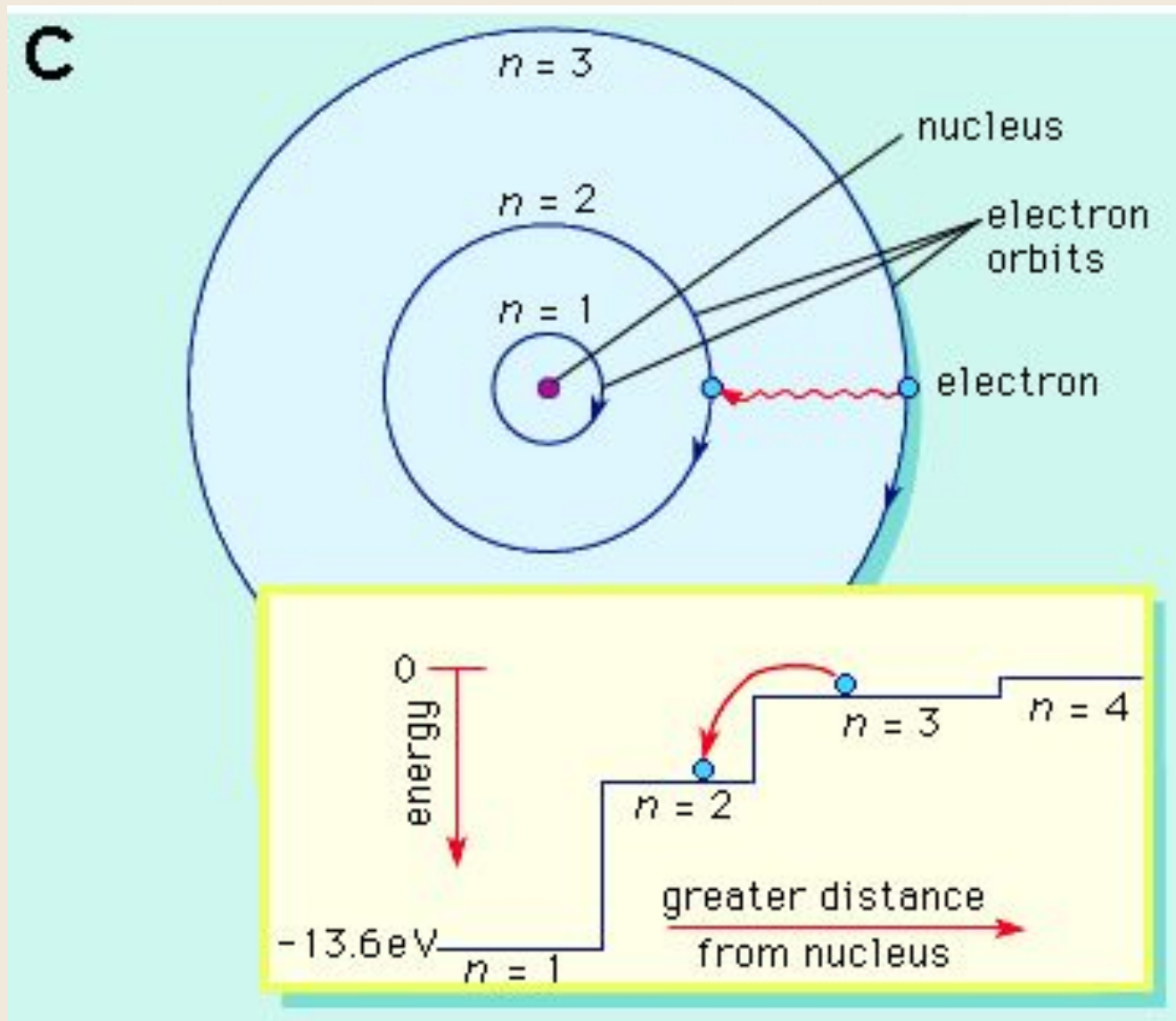
При этом испускается или поглощается фотон с энергией:

$$h\nu = \hbar\omega = E_{n2} - E_{n1}$$

То и другое – вероятностные процессы (как и радиоактивный распад).

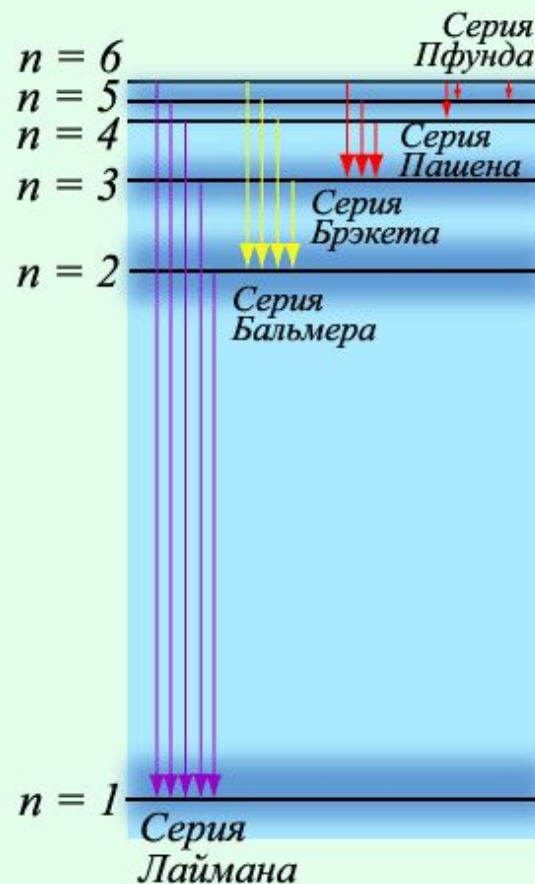
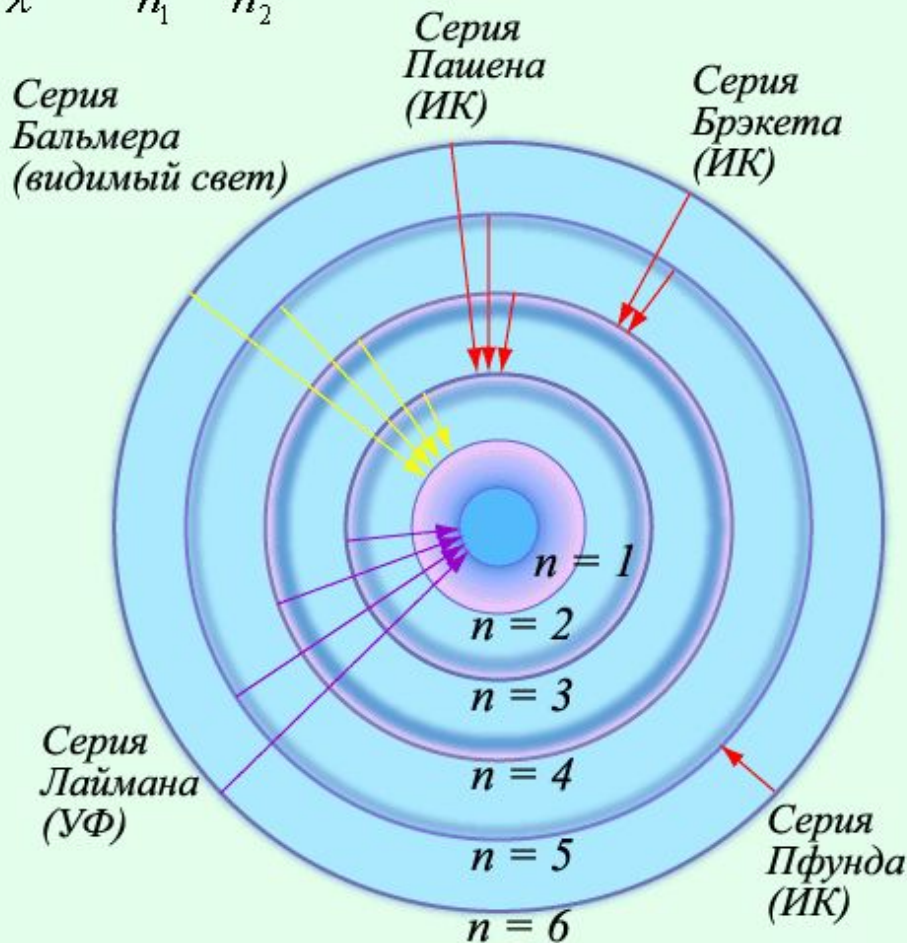


Модель атома Бора



Модель атома Бора

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \text{ формула Бальмера. } R = 1.097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1} - \text{постоянная Ридберга}$$



Модель атома Бора

При переходе атома водорода из состояния n в состояние m испускается фотон с энергией:

$$\hbar\omega = E_n - E_m = \hbar R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = k \frac{e^2}{2} \left(\frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_m} \right) \Rightarrow$$

Обобщенная формула Бальмера

$$E = -k \frac{e^2}{2r} = \frac{\hbar R}{n^2} \quad n - \text{главное квантовое число.}$$

$$r_n = k \frac{e^2}{2\hbar R} n^2 = r_1 n^2$$

Радиус первой орбиты водородного атома называется боровским радиусом:

$$r_1 = 0.0529 \text{ нм} = 0.529 \text{ \AA}$$

Модель атома Бора

Потенциал ионизации водорода.

$$e\varphi_i = \hbar R = \frac{m_e k^2 e^4}{2\hbar^2} \Rightarrow \phi_{\text{ион}} = 13.6 \text{ В}$$

Попытки построения теории атома гелия оказались неудачными.

В настоящее время теория Бора имеет в основном историческое значение. Является переходным этапом к созданию последовательной теории атома.



