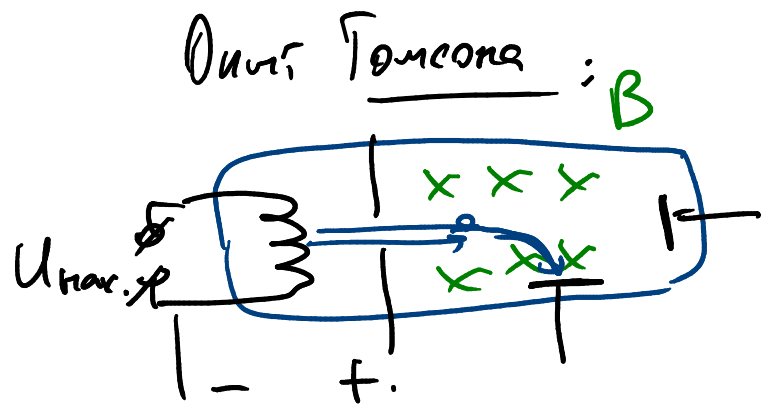


Лекция 9. Модели атома

9.1. Модель Томсона



$$\left(\frac{e}{m} \right) ! \Rightarrow \underline{m}$$

$$\underline{m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}}$$

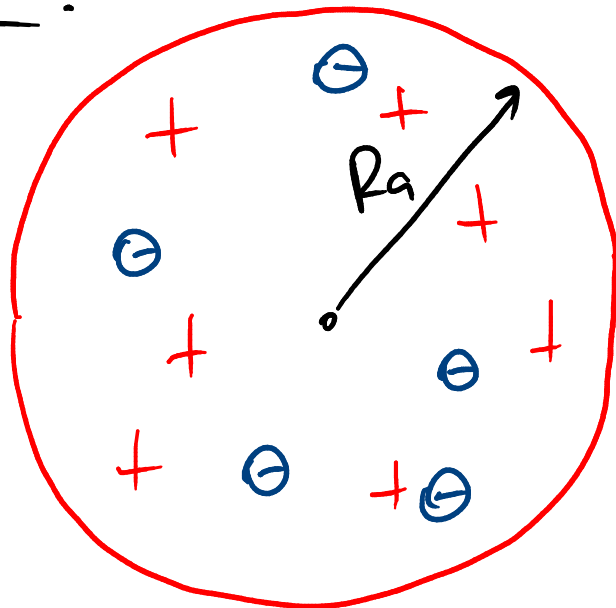
масса атома $m_a = \frac{M}{N_a}$; $m_{Cu} \approx 10^{-25} \text{ кг} \gg m_e$

"-" - легкий

"+" - тяжелый

? как в атоме
распр. заряды .

Томсон .

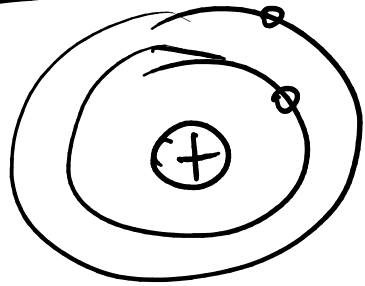


"Булк и излом"

Эта модель
дает правильные
оценки;

размер атома
частота изл-я
и т.д.

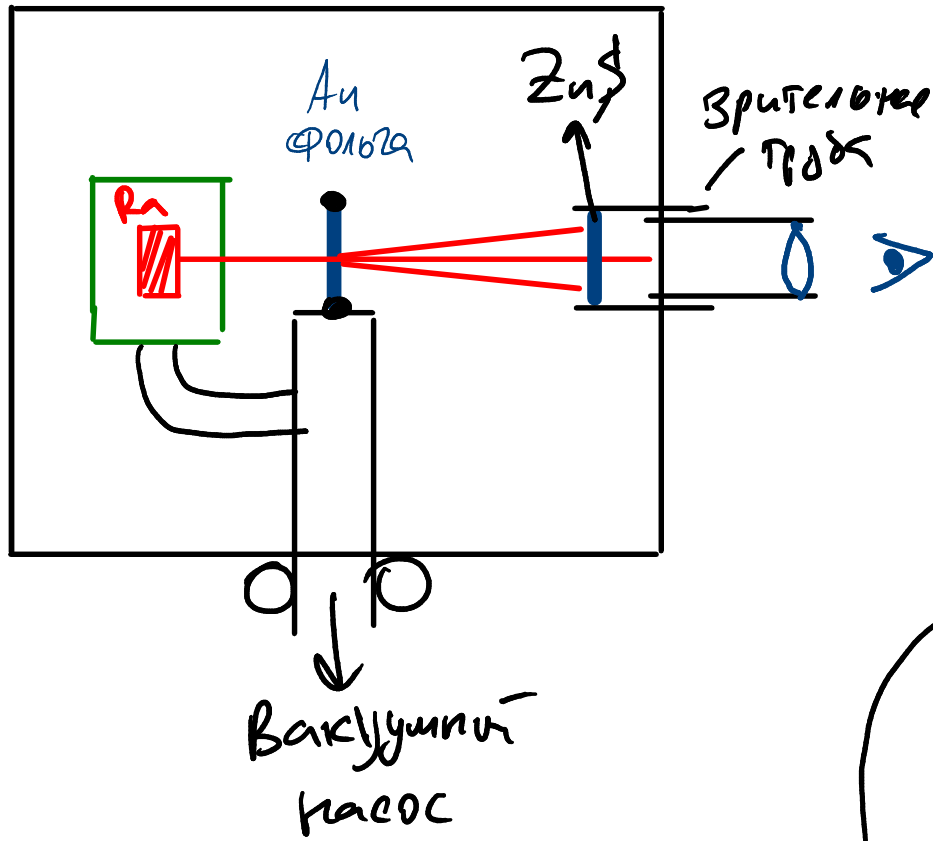
1901 (1904) Ререн (Манаока) . — планетарна
модель атома



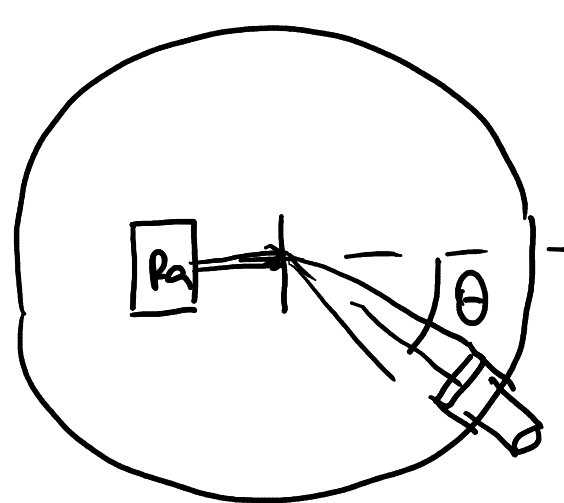
↙
зусо уно зрительо
деу обосновани

9.2. Опыт Резерфорда

19072 . Резерфорд — Гейгер — Марсден .

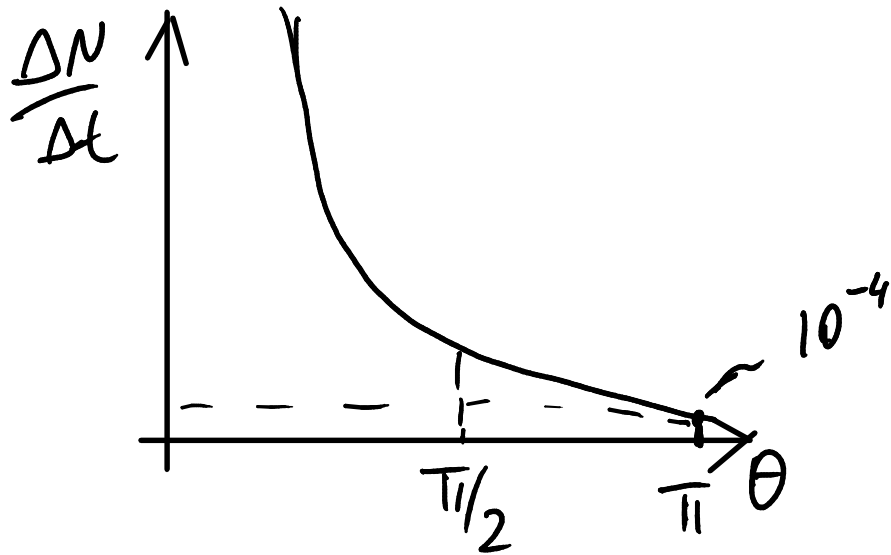


ZnS - при
попадании
 α -частиц
дает вспышку
света
считчик мет. р.



1907
-9911

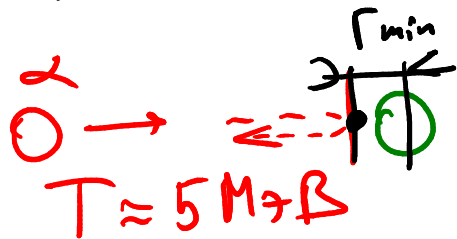
Исследовать зависимость
числа рассеяния под углом θ
 α -частиц (за нек-ое время)



$\frac{dN}{dt}$ - число рассеянных за Δt L -частиц

1 из 1000 L -частиц отразилась назад

Рассм. лобовое столкновение L -части с атомом



Оценки Σ_{min} .

$$T = U = \frac{k q_1 q_2}{r_{min}} \quad - \text{лог. к. с. а. н.}$$

$$\begin{aligned}
 \Rightarrow \quad \underline{\underline{r_{\min}}} &= \frac{kq_1 q_2}{T} = \frac{9 \cdot 10^9 \cdot 2 \cdot 79 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{5 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = \\
 &= \frac{9 \cdot 2 \cdot 79 \cdot 1,6}{5} \cdot 10^{-10-6} = 910 \cdot 10^{-16} = \\
 &= 450 \cdot 10^{-16} = \underline{\underline{4,5 \cdot 10^{-14} \text{ м}}}
 \end{aligned}$$

Размер атома $\sim \underline{\underline{10^{-10} \text{ м}}}$

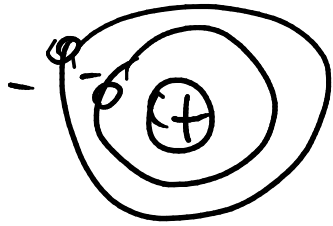
$r_{\min} \ll R_a$, \Rightarrow Значит.
Заряженные
шары

Выводы из опыта Резерфорда

- 1) Весь "+" заряд и почти вся масса сосред. в ядре, радиус кот. в $10^4 \div 10^5$ раз меньше размеров атома \Rightarrow Ядерная модель.
- 2) В ядре доминируют ядерные силы притяжения, кот. много больше кулоновских сил отталки.
- 3) Ядерные силы — короткодействующие, а силу $e \cdot m$ и ядра — $\frac{1}{m} \cdot e$.

9.3. Неустойчивость классич. модели атома

Ядерная модель атома = планетарная модель атома



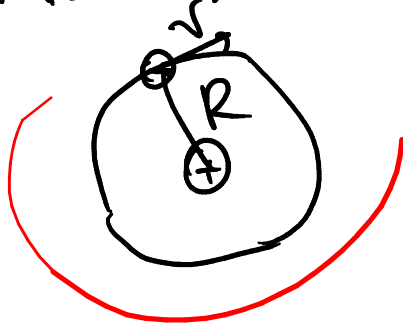
\Rightarrow Движ.-е частицу в поле кул.

силы
$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} = \frac{\alpha}{r^2}$$

— 7-ю задача тждественная задаче Движ.-е в грав поле — Кеплерова задача.

Траектории: конич. сечения: Эллипс, гипер-сбл и парабола, гипербора.

Рассм. электр. по сфр.



$$a = a_{\text{ус}} = \frac{v^2}{R} \neq 0 \Rightarrow$$

но э/м теория

эл-н обязан изл. энергию в виде

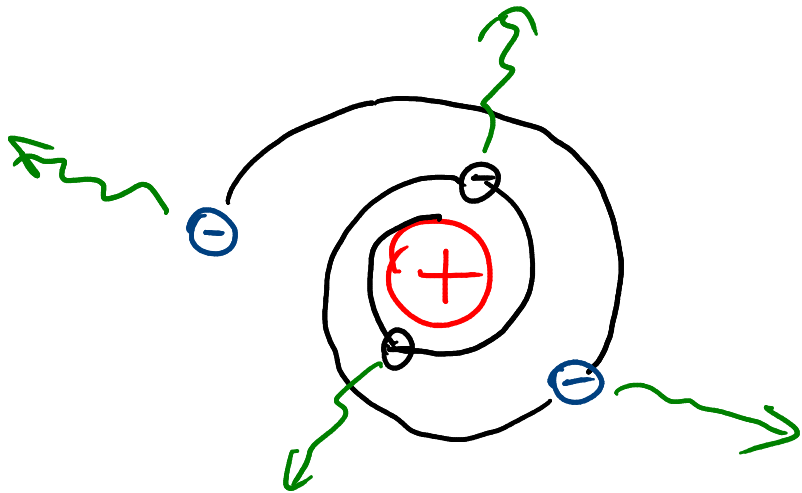
эл/м волн. \Rightarrow эл-н должен

уносить на э/м

Оценка времени существования
классич. атома

$$t = 10^{-11} \div 10^{-8} \text{ с}$$

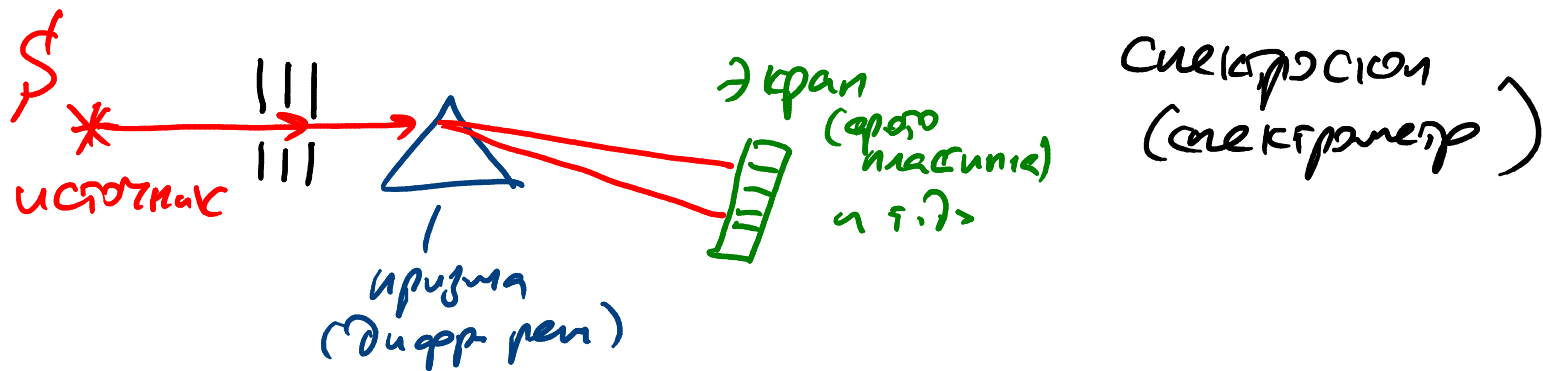
\Rightarrow противоречие с опытом



9.4. Особенности спектров изл-я атомов

Спектр изл-я — совокупность всех длин волн и соотв. интенсивностей, изл. телом.

(зависимость интенсивности изл-я от длины волн или частоты)



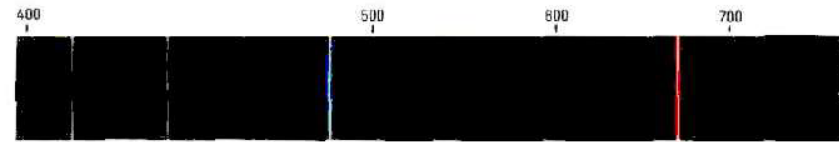
Спектры :

1) атомарное в-во
(газ, пар)
— линейчатый

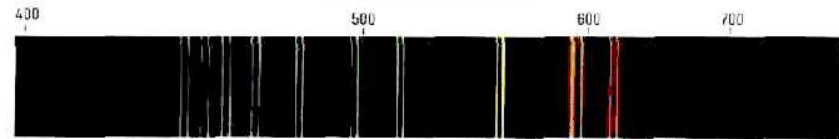
2) молекулы —
— полосатый

3) ^{нагретые} тв. тела (солнце)

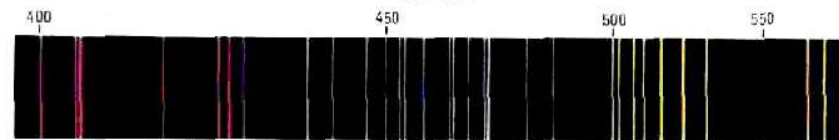
— сплошной



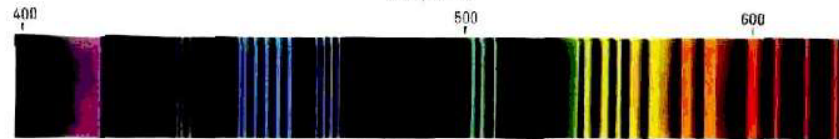
Спектр атомарного водорода



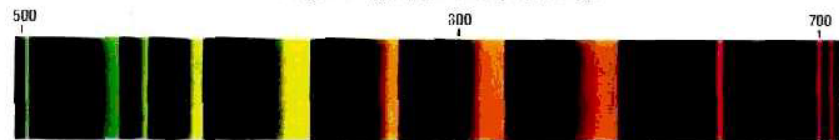
Спектр натрия



Спектр меди



Спектр угольной дуги (паровые молекулы CN и C₂)



Спектр испускания паров воды



Сплошной спектр



Линии поглощения (фраунгоферовы линии) в спектре Солнца

По кл. теории - спектр - непрерывный, а в эксп. - линейчатый

— противоречие -

Спектр атома H

1885 г. видимый. Бальмер. $\frac{1}{\lambda_m} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 3, 4, 5, \dots$

1906 г. УФ Лайман. $\frac{1}{\lambda_m} = R_H \left(1 - \frac{1}{m^2} \right); m = 2, 3, 4, \dots$

1908 г. ИК Ламан. $\frac{1}{\lambda_m} = R_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 4, 5, 6, \dots$

конст. Ридберга

9.5. Постулаты Бора (1913г)

Первый постулат — стационарные состояния,
в которых атомы могут длительно пребывать
не излучая и не поглощая энергию.

④ При этом энергии атома образует дискретный ряд
 E_1, E_2, \dots

Правила Бора с кл. физ ; I. Протиборене с А. Дит.
Т.к. А. - н движе ускоренно
и движен изг.
II. Излучаемая частота соответствует не свету
с циклической частотой вращения А. - на вокруг ядра.

Правила квантования (пр-ла выбора стац. сост.)

Для круговых орбит. $L = n \hbar$, $n = 1, 2, 3, \dots$

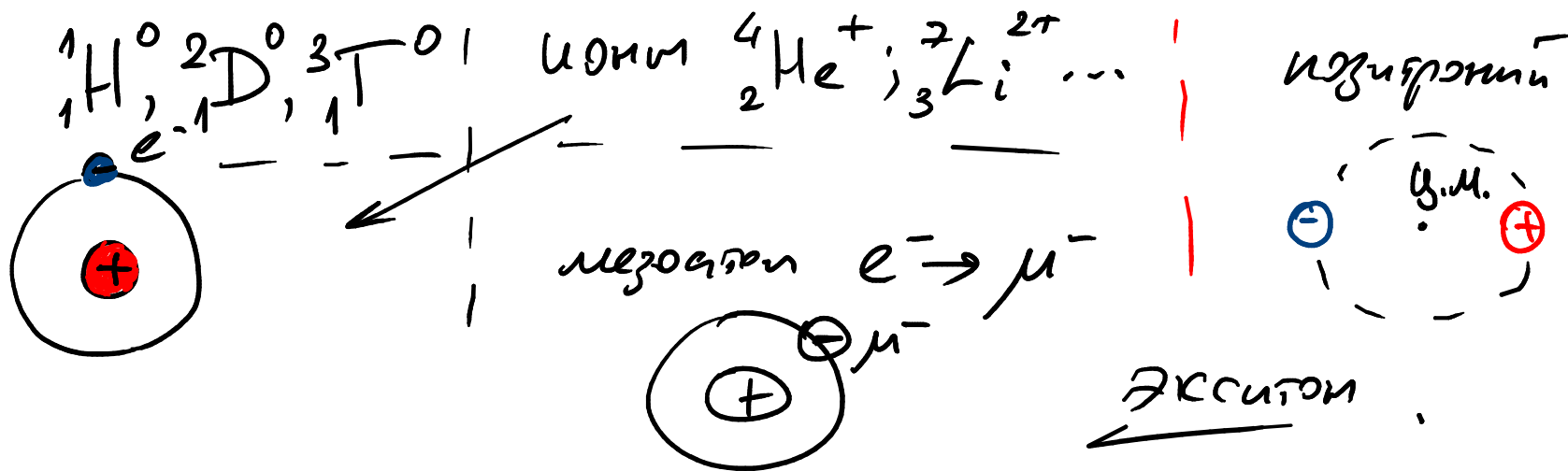
n - цел. число.

9.6. Теория Бора об атомах

Объём атом = сист. из отриц. заряж. час. и
 положит. заряж. час.

Заряд отриц. час. $(-e)$

Заряд положит. час. $(+Ze)$, $Z \in \mathbb{N}$



Т.к. соотн. масс и д. разнны \Rightarrow сист. Ц.м.

Двух в сист. Ц.м. = (Двух Ц.м.) + (Двух приведенная част. с массами)

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

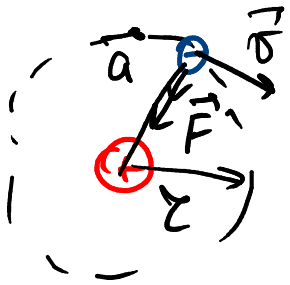
прив масса

В нашей системе

$$\mu = \frac{m_e m_z}{m_e + m_z} = m_e \left(1 + \frac{m_e}{m_z} \right)^{-1}$$

Упр. 1.1.1:

Рассм. круговую орбиту.



$$\mu \vec{a} = \vec{F}; \quad \vec{F} = k \frac{ze^2}{r^2} \left[\frac{m}{M} \right]$$

уск. $a = a_n = \frac{v^2}{r};$

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{м}}{\text{Ф}}$$

$$\Rightarrow \frac{\mu v^2}{r} = k \frac{ze^2}{r^2} \quad | \quad L = \mu v r = n \cdot h \quad |$$

$$\downarrow \quad \downarrow$$
$$\mu v^2 = k \frac{ze^2}{r} \quad \leftarrow \quad r = \frac{n h}{\mu v}$$

$$\Rightarrow \cancel{\mu v^2} = k \frac{ze^2}{n h} \quad \cancel{\mu v} \Rightarrow$$

$$v_n = k \frac{ze^2}{n h}$$

Скорость на n-ой боровской орбите

$$\Rightarrow \Sigma_n = \frac{h \hbar \cdot (n \hbar)}{\mu k z e^2} \Rightarrow$$

| | |
|--|--|
| $\Sigma_n = \frac{n^2 \hbar^2}{k z e^2 \cdot \mu}$ | радуге n-ой соответствует орбиты |
|--|--|

Найдём энергию:

$$E = T + U = \frac{\mu v^2}{2} - k \frac{z e^2}{r} =$$

$$= \frac{\mu}{2} \frac{k^2 z^2 e^4}{n^2 \hbar^2} - \frac{k z e^2 \mu (k z e^2)}{n^2 \hbar^2}$$

| | |
|---|--|
| $\Rightarrow E_n = - \frac{\mu k^2 z^2 e^4}{2 n^2 \hbar^2}$ | Энергия n-го сост. водородо- водородного атома |
|---|--|

Одмтно бун-се: $m_e \ll m_Z$

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

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{m_e k z e^2} =$$

$$= \frac{n^2}{z} a_B$$

$$E_n = - \frac{z^2 m_e k^2 e^2}{n^2 \cdot 2 \hbar^2} = - \frac{z^2}{n^2} E_0$$

$$a_B = 0,528 \text{ \AA}$$

$$E_0 = 13,6 \text{ eV}$$

$$a_B = \frac{\hbar^2}{m_e k e^2}$$

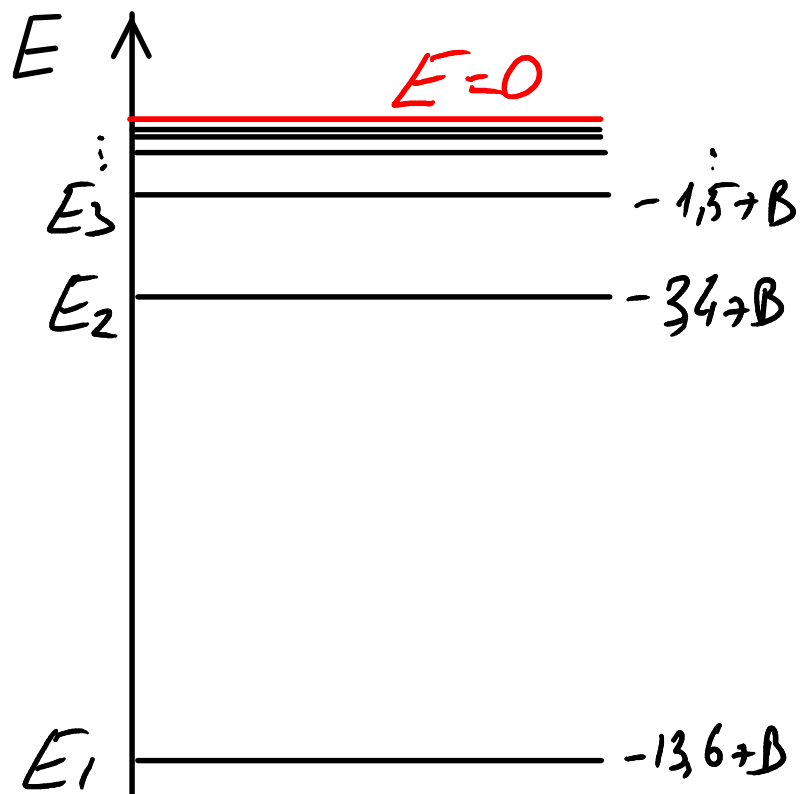
радиус Бора

Радиус
1-й
орбиты
атом H

$$E_0 = \frac{m_e k^2 e^2}{2 \hbar^2}$$

Энергия осн. сост.

атом H



5) Если сообщить атому $E > |E_n|$, то эл-н становится свободным -

Анализ энерг. спектра атома H:

- 1) Э.н. спектр - набор дискр. э.н. $\{E_n\}$
- 2) $E_n < 0$ - эл-н находится в связанном состоянии.
- 3) $\Delta E_n = E_{n+1} - E_n \rightarrow 0$ при $n \rightarrow \infty$
- 4) Если сообщить атому энергию $I_n = |E_n|$, то эл-н перейдет на уровень $E_\infty = 0$.
 $\Rightarrow \Sigma_\infty = \infty$ - ионизация.
 I_n - ион-н потенциал

9.7. Спектри узле одвојен атомова

Расам. переход из сос. m в сос. n в водородноподобн. атоме.

$$\Rightarrow \text{По 2-му постулату } \hbar \omega_{mn} = E_m - E_n \quad \mu = m_e \left(1 + \frac{m_e}{m_Z}\right)^{-1}$$

$$\Rightarrow \hbar \omega_{mn} = \frac{\mu k^2 z^2 e^4}{2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = \frac{z^2}{\left(1 + \frac{m_e}{m_Z}\right)} E_0 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) |$$

Обично в оптике пользуются длиной волны λ .

$$\Rightarrow \omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \Rightarrow \frac{2\pi \hbar c}{\lambda_{mn}} = \frac{\mu k^2 z^2 e^4}{2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\lambda_{mn}} = \frac{\mu k^2 e^4}{4\pi c h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = \frac{Z^2}{1 + \frac{m_e}{mZ}} \underbrace{\frac{\mu k^2 e^4}{4\pi c h^3}}_{= R_\lambda} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = \frac{Z^2}{1 + \frac{m_e}{mZ}} \cdot R_\lambda \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

Формула Бальмера-Бора

Для атома H:

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = R_\lambda \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

$$| R_\lambda = 109678 \text{ см}^{-1} \text{ - постоянная Ридберга} |$$

(для длины волны)

Значит, Ридберг для энергии, частот R_D и
цикла таблицы R_C !

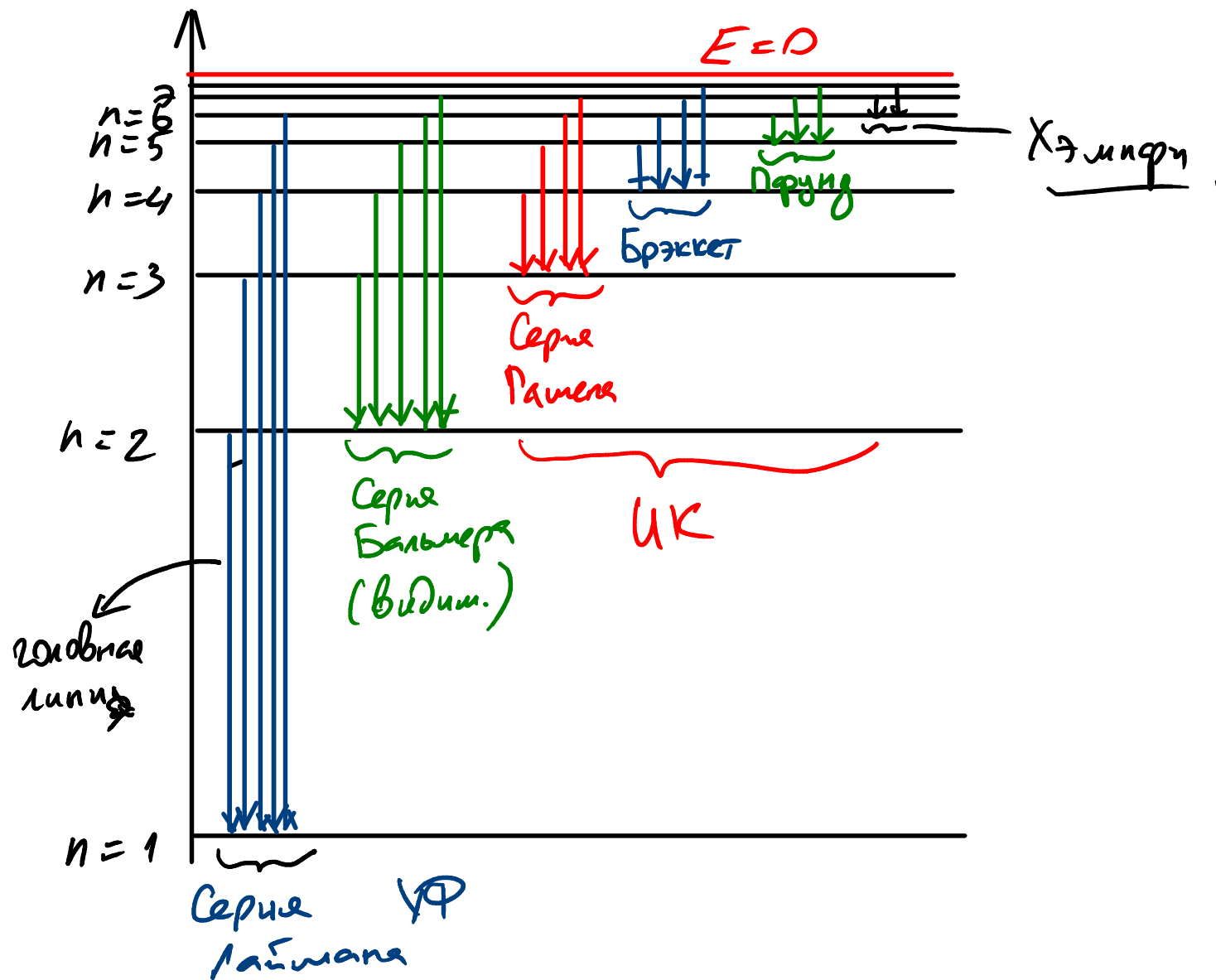
⊙ это значит
вкл. поправку
на массу
электрона и др.

Анализ особенностей спектров:

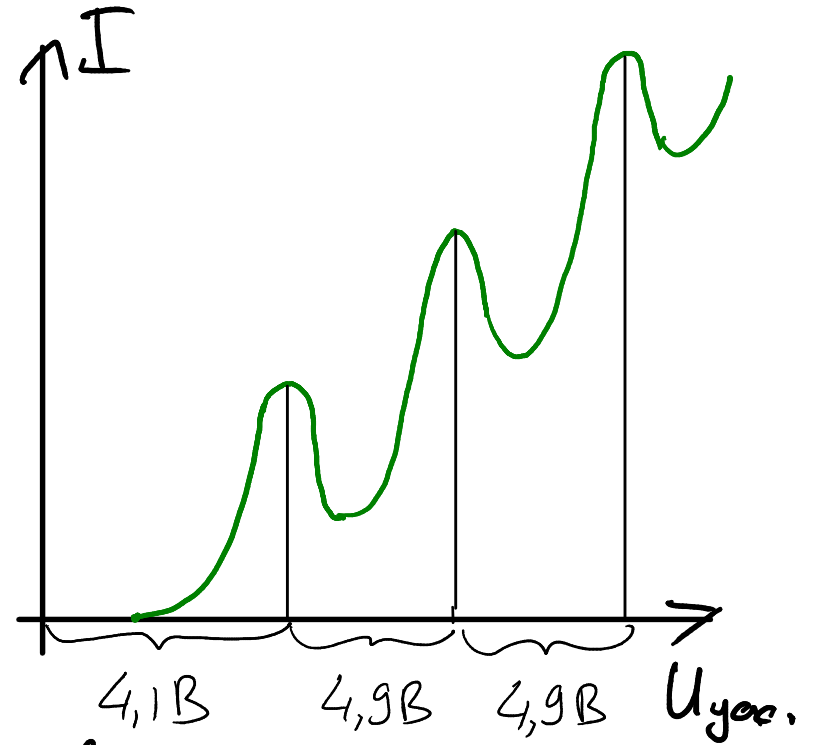
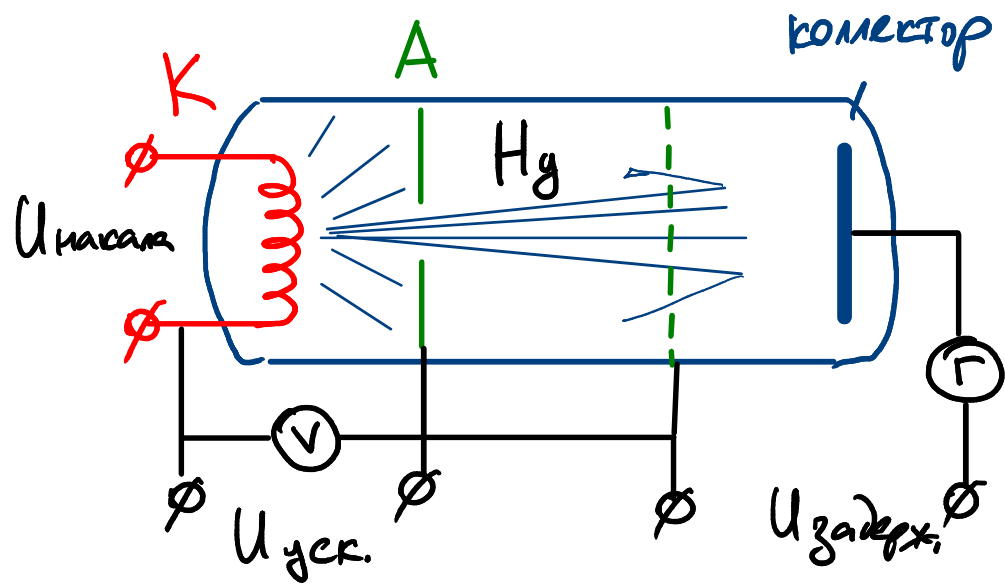
- 1) Спектры линейчатые — т.е. $\{E_n\}$ — дискр.
- 2) Линии группируются в серии, т.е. итервалы между линиями стремятся к 0 с ростом E .

Спектр серии — набор линий спектра, которые образуются в результате переходов с n уровня вышележащих уровней на один нижележащий — базовый уровень.

Номер базового уровня n — номер серии; $m = n + N$;
 $N = 1, 2, 3, \dots$
 $N = \underline{1}$ — серия Ланграна —



г.д. Оливье Франка и Леруа



4,1 ± 4,9 из-за контактной разности потенциалов.

Пока энергия эл-на $< \Delta E_2$ (энергия возбуждения атома)
ч/з ост. в 1^е возб.

Создание эл. и атома — **упругое**, а т.к. $m_e \ll m_{\text{атома}}$

\Rightarrow при упр. соударениях эл-н энергию не теряет.

\Rightarrow кривая возрастает, т.к. эл-нн придрезают

большую энергию, и

Как только $E_{\text{эл-на}} > E_2 \Rightarrow$ неупр. соударение

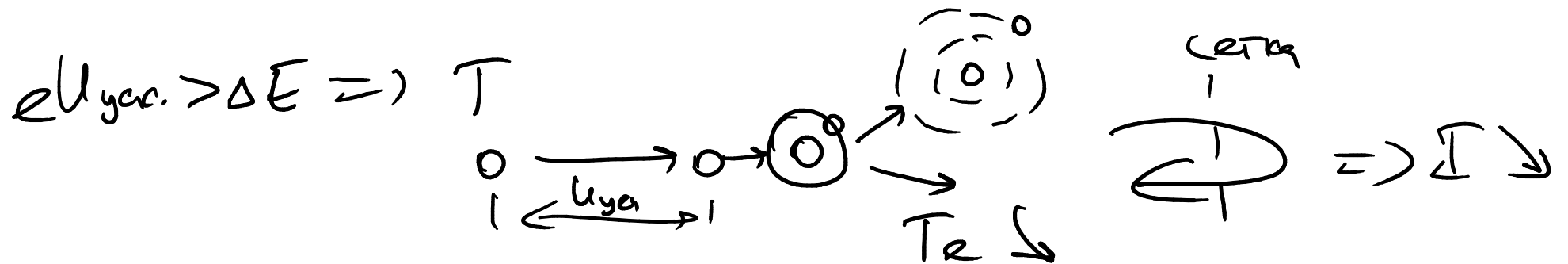
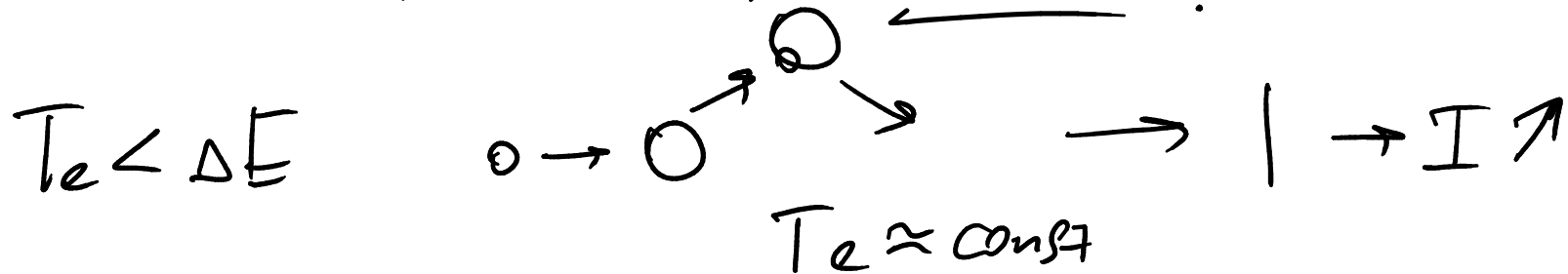
\Rightarrow $E_{\text{эл-на}}$ уменьш. на ΔE_2 \Rightarrow

эл-н не может преодолеть узла. \Rightarrow т.к. уменьшается,

При дальнейшем увеличении $U_{\text{усл}}$ \rightarrow ΔT растет, снова, U, T, g

Т.о. опыты Ф. и Г. — непосредственно показывают

дискретность энергии атома



и т.д.