

FY6019 Moderne fysikk

①

Kap. 37 - 44 i Young & Freedman (YF) 14th
Kap. 5 - 11 i openstax Volume 3 (OS) →

37 Relativitetsteori. Dekkes i FY6015. 5

38, 39 Partikkel-bølge-dualisme. 6

40 Kvantemekanikk. Schrödingerligningen. 7

41 Atomer. 8

42 Molekyler. Faste stoffer. Anvendelser. 9

43 Kjernefysikk. Radioaktivitet. 10

44 Partikkelfysikk. 11

Omtrentlig
(Sannsynlig) plan:

"Samling 1 og 2":	YF ⁽³⁷⁾ 38 - 41 42	} OS: (5) 6 - 8 9 10 11
Selvstudium /	YF 42 43	
Orienteringsstoff:	YF 44	

Vurderingsordning: 100% hjemmeeksamen

"Obligatoriske" øvinger (ikke innleveringer)

Kompetansemål VGS:

②

Bohrs atommodell

(OS 6.4) (YF 39.3)

Spektrallinjer

(OS 6.4) (YF 39.2, 39.3)

Fotoelektrisk effekt

(6.2) (YF 38.1)

Compton - spredning

(6.3) (YF 38.3)

Partikkels bølgenatur

(6.5) (YF 39.1)

Heisenbergs uskarphetsrelasjon

(7.2)
(YF 38.4)

Røntgen, ^(YF 38.2)ultralud, ^(8.5)magnetisk resonans
^(YF 16.2)^(OS 17)

Fisjon, fusjon

(10.5, 10.6) (YF 43.7, 43.8)

Elementærpartikler.

Standardmodellen.

} YF 44 ; OS 11

Halvledere. Diode, transistor

} FY 6018
(9.6, 9.7)

Annen litteratur:

P.C. Hemmer

"Kvantemekanikk"

nb.no

I. Øverbø

"Tillegg"

~~BB~~

J.A.S.

Tarlenotater

Innledning til kvantemekanikk

③

[YF 38, 39 (37)] [OS 6 (5)]

Status, klassisk fysikk ca 1900 :

- Mekanikk. Newtons lover. Galileisk relativitet. [Galilei 1564-1642; Newton 1642-1727]
- Termodynamikk. Statistisk mekanikk. [W. Thomson (Lord Kelvin) 1824-1907; L. Boltzmann 1844-1906;]
- Elektromagnetisme. Maxwells ligninger. Lys er bølger. [Gauss, Ampere, Henry, Faraday, Hertz, Maxwell,]
- Atomer. Materie er partikler. Elektronet. "Rosinbollemodell". [J.J. Thomson 1856-1940, NP 1906]

NP : Nobelpris i fysikk, f.o.m. 1901

Problemer med klassisk fysikk, og teoretisk utvikling ca 1900-1923 : ④

[OS 6.4] [YF 39.2, 39.3]

- Linjespektre : Absorpsjon og emisjon av EM stråling med bestemte bølgelengder.

Eksempler :

Na, $\lambda = 589 \text{ nm}$ (gult) [Melville 1752]

Mørke linjer i solspekteret (pga absorpsjon i atmosfæren) [Wollaston 1802 ; Fraunhofer 1814]

H, Balmerserien, 410, 434, 486 og 656 nm
(= Fraunhofers h, G', F og C)

J. Balmer 1885 : $\lambda = B \cdot \frac{n^2}{n^2 - 4}$; $n = 3, 4, 5, 6$;

$B = 364.5 \text{ nm}$

N. Bohr 1913, NP 1922 : Bohr-modellen
(mer om den senere)

- ⑤
- Lysfarten (i vakuum) er like stor i alle inertialsystemer, uansett deres relative bevegelse. Galileisk relativitet holder ikke for lys.

Exp: Michelson & Morley 1887

↑ NP 1907

Teori: A. Einstein 1905, Spesiell relativitetsteori (SR), litt mer om det senere.

- Stråling fra svart legeme : [YF 39.5] [OS 6.1]

EM stråling inn mot legeme absorberes, reflekteres og transmitteres, med andeler

$$a, r \text{ og } t \Rightarrow a + r + t = 1$$

Svart legeme : idealisering med $a = 1$

Ved termisk likevekt (konstant temperatur T)

må legemet absorbere og emittere like mye energi $\Rightarrow a = e = 1$; $e = \text{emissivitet}$

⑥

$j(T) = \int_0^{\infty} I(\nu, T) d\nu =$ utstrålt energi pr
tids- og flateenhet ; $\nu =$ frekvensen

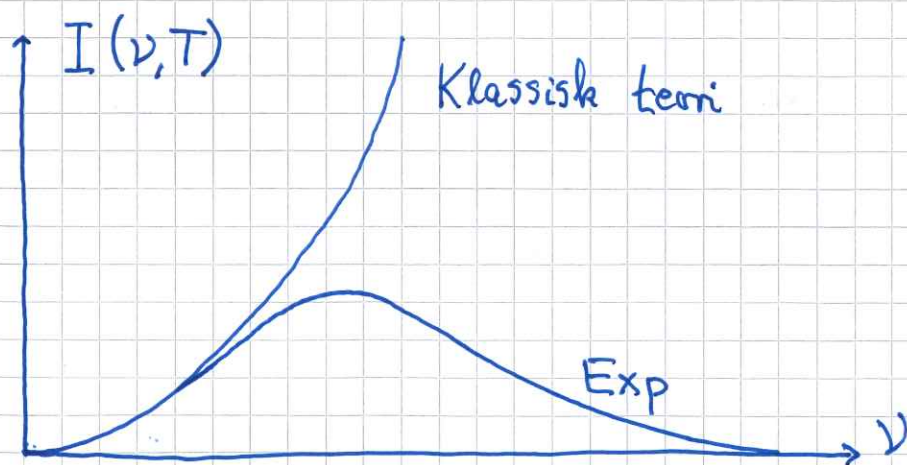
$I(\nu, T) =$ utstrålt effekt pr flate- og frekvensenhet

Klassisk teori gir Rayleigh - Jeans lov

$$I(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} k_B T$$

($c =$ lysfarten ; $k_B =$ Boltzmanns konstant)

som stemmer med eksperimenter for lave frekvenser
(dvs lange bølgelengder λ), men ikke for høye ν :



"Ultrafiolett katastrofen" :

$j(T) \rightarrow \infty$ med klassisk teori

Max Planck, 1900, NP1918:

EM stråling med frekvens ν har kvantisert energi,

$$E = 0, h\nu, 2h\nu, 3h\nu, \dots$$

Plancks kvante-
hypotese

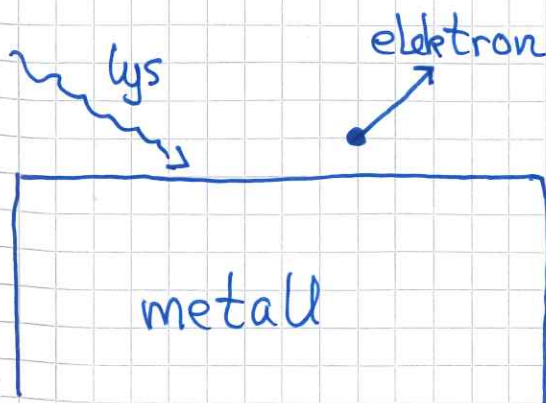
som gir

$$I(\nu, T) = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1}$$

Plancks
strålingslov

- Fotoelektrisk effekt: [OS 6.2] [YF38.1]

EM stråling kan rive løs elektroner fra en metalloverflate:



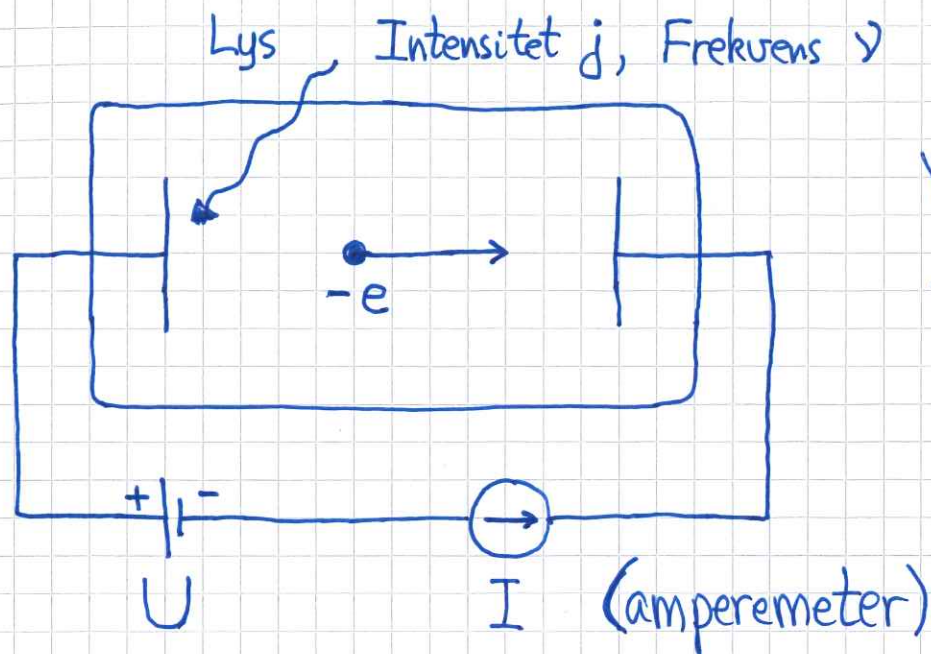
Exp:

Hertz 1887

Lenard 1900

R. Millikan 1914

(NP 1923)



Terskelspanning : Noen løsrevne elektroner treffer den andre elektroden ; gir strøm I i kretsen. Trenger motspanning

$$U = K_{\max} / e$$

for å redusere I til null. Kaller U terskelspanningen. Her er $K_{\max}$ maksimal kinetisk energi for løsrevne elektroner.

Frigjøringsarbeid : Elektronene er bundet til metallet. Kreves en minsteenergi

$W =$ frigjøringsarbeidet for å rive løs elektroner.

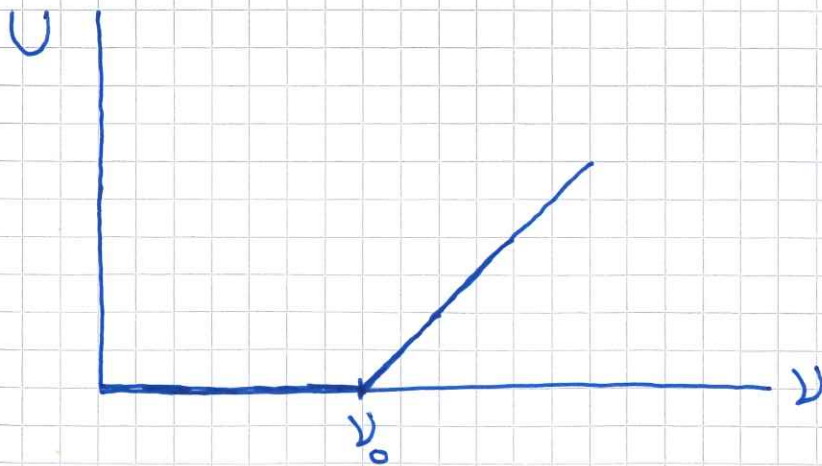
Klassisk teori tilsier at økt intensitet
j vil gi løsrevne elektroner (når liten intensitet
ikke er nok), med stadig økende $K_{\max}$ og
dermed økende terskelspenning U .

Frekvensen ν forventes ikke å påvirke U .

Ekperimentene gav $I = 0$ så lenge ν var
mindre enn en bestemt (materialavhengig)
terskel frekvens ν_0 , selv med økt intensitet.

Dvs: $U = 0$ så lenge $\nu < \nu_0$.

Hvis $\nu > \nu_0$, øker U lineært med ν .



Millikan 1914, NP 1923

Einstein forklarte resultatene med

Plancks kvantehypotese : (1905, NP 1921)

Lysets energi kommer i "hele pakker" proporsjonale med frekvensen, $E = h\nu$, med h som innført av Planck. Et elektron i metallet kan bare absorbere hele energien $h\nu$. (Liten sannsynlighet for å absorbere to eller flere energipakker samtidig.)

Må nå ha $h\nu \geq W$ for å rive løs elektroner.

Med $h\nu > W$ får løsrevne elektroner kinetisk energi inntil $h\nu - W$. Dermed blir terskelspanningen gitt ved

$$eU = K_{\max} = h\nu - W$$

dvs

$$U = \frac{h}{e} (\nu - \nu_0) = \text{terskelspanning}$$

med

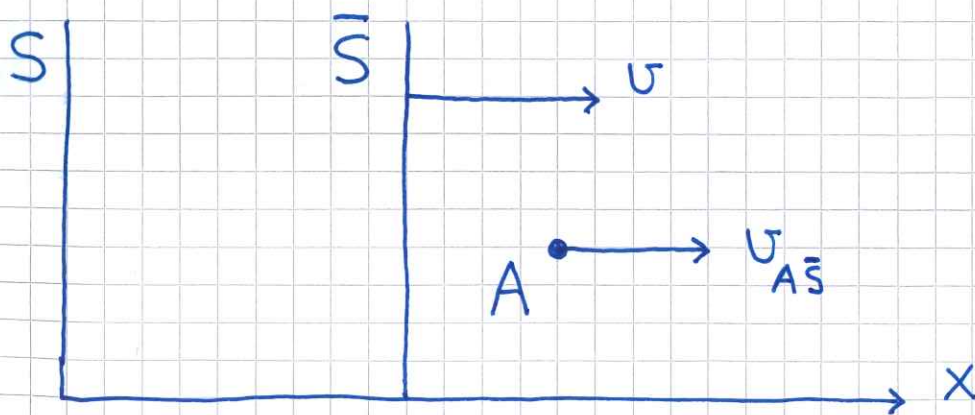
$$\nu_0 = W/h = \text{terskeelfrekvens}$$

Millikan målte $e \approx 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ i 1909, slik at $U(\nu)$ gav exp. verdi for h ($\approx 6.6 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$)

- Einsteins spesielle relativitetsteori: ^[YF 37] ^[OS 5] (11)
Bygger på to postulater: ^[OS 5.1] ^[YF 37.1] (1905)

1. Relativitetsprinsippet: De samme naturlover gjelder i alle inertialsystemer. (Også formulert av Galilei mye tidligere.)
2. Lysfarten i vakuum er den samme for alle observatører, uavhengig av observatørens relative bevegelse.

Konsekvenser av disse postulatene:



S og $\bar{S}$ er to inertialsystemer ("koordinat-systemer") i relativ bevegelse:

$v = v_{\bar{S}S}$ = farten til $\bar{S}$ relativt S ,

dvs slik at omvendt er $v_{S\bar{S}} = -v$

• Samtidighet er relativt: Samtidige
[5.2]
[37.2] hendelser i S er ikke samtidige i $\bar{S}$.

• Tidsdilatasjon: Klokke i bevegelse går
[5.3]
[37.3] saktere enn klokke som er i ro.

• Lengdekontraksjon: Objekter i bevegelse
[5.4]
[37.4] er kortere enn objekter i ro.

• Galileisk relativitet holder ikke:
[5.6]
[37.5] $v_{AS} \neq v_{A\bar{S}} + v_{\bar{S}S}$

• Nye regler for transformasjon av hendelser
[5.5]
[37.5] gitt ved "rom og tid" (x, y, z, t) .

Galilei: $\bar{x} = x - vt$; $\bar{t} = t$

Lorentz/Einstein:

$$\bar{x} = \gamma (x - vt)$$

$$\bar{t} = \gamma \left(t - \frac{v}{c^2} x \right)$$

med

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$c = \text{lysfarten} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

- Nye uttrykk for impuls $\vec{p}$ og energi E , for å få prinsippene om impuls- og energibevarelse i samsvar med relativitetsprinsippet:

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v} \quad ; \quad E = \gamma mc^2 = E_0 + K$$

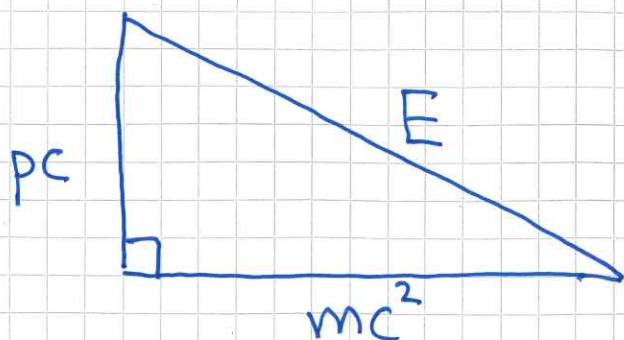
Hvileenergi: $E_0 = mc^2$

Kinetisk energi: $K = E - E_0 = (\gamma - 1)mc^2$

Gir sammenhengen

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2$$

for partikkel med masse m , impuls p og energi E .



Eks: Lys; bølgelengde λ , frekvens ν og (bølge-)fart c . Er samtidig å betrakte som partikler (pga fotoelektrisk effekt). Siden $v = c$, vil $\gamma \rightarrow \infty$ for lyskrant (fotoner). Med $p = \gamma m v$ må vi da ha $m = 0$, for å unngå at $p \rightarrow \infty$. Med $m = 0$ blir $E = pc$. Med $c = \lambda \nu$ og $E = h\nu$ følger det at

$$p = E/c = h\nu/c = h/\lambda$$

Eks: K for partikkel med $v \ll c$

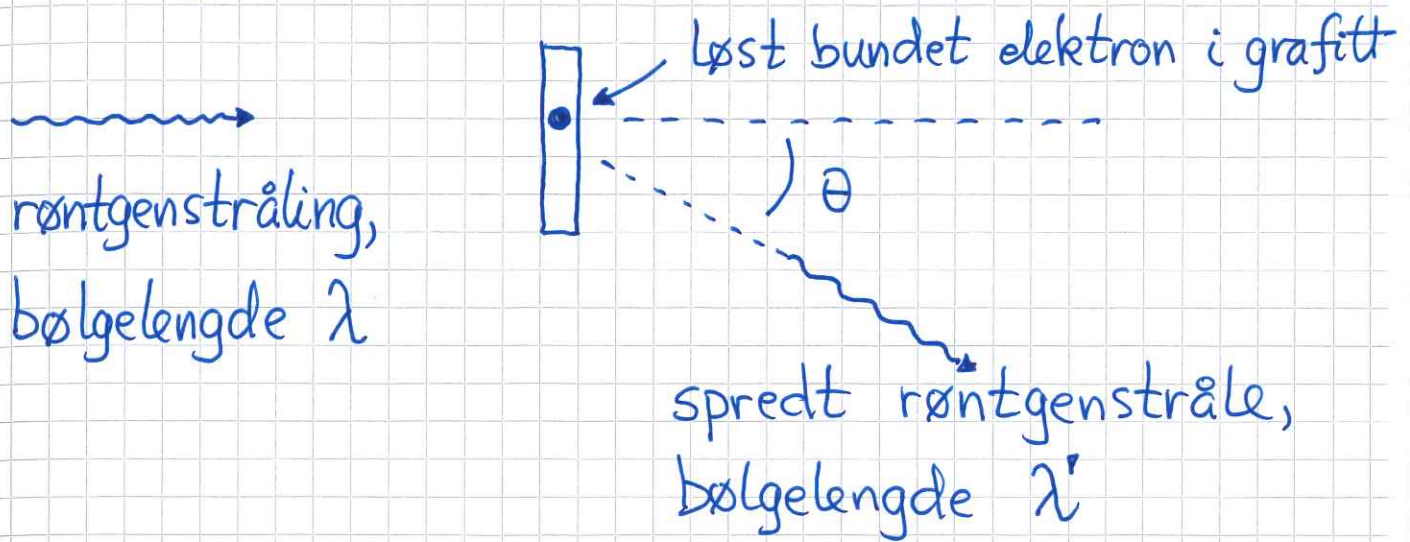
Med $v \ll c$ er $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} \approx 1 + \frac{v^2}{2c^2}$ slik at

$$K = (\gamma - 1)mc^2 \approx \frac{v^2}{2c^2} \cdot mc^2 = \frac{1}{2}mv^2$$

i samsvar med "newton-mekanikk".

• Compton - effekten :

[OS 6.3] [YF 38.3] (15)



Klassisk teori :

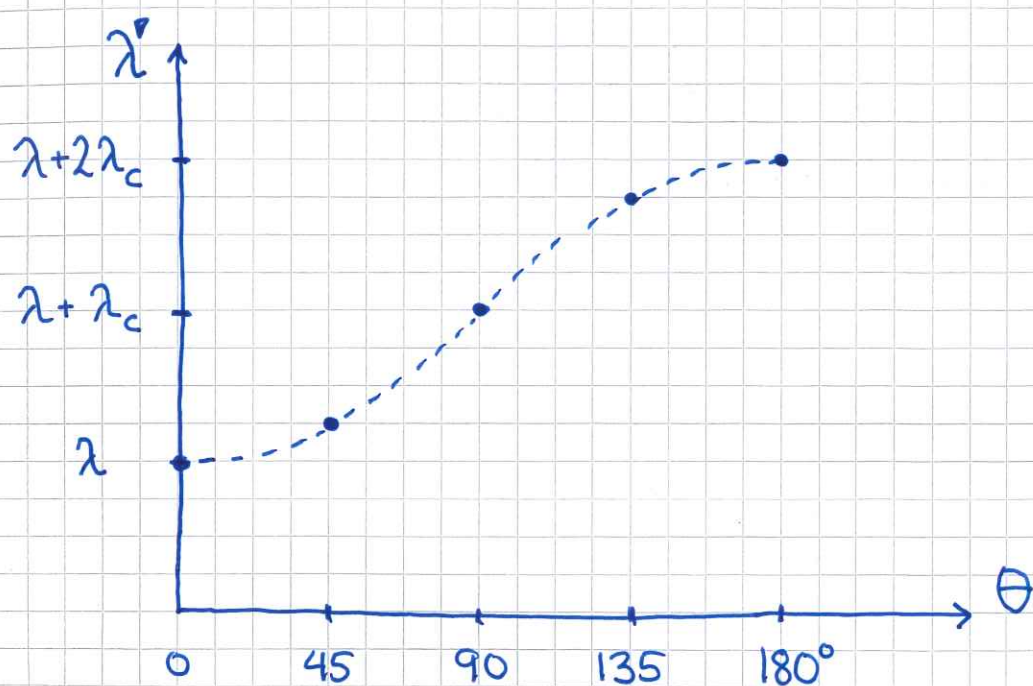
Røntgenstrålene er EM bølger med frekvens $\nu = c/\lambda$. EM-bølger har oscillerende elektrisk felt $\vec{E}(t)$ som gir oscillerende kraft $\vec{F}(t) = -e\vec{E}(t)$ på elektronet. Elektronet settes i svingninger med samme frekvens ν . I følge Maxwells ligninger vil en slik oscillerende ladning sende ut EM-bølger med frekvens ν .

Dermed bør spredt røntgenstråle ha samme bølgelengde som innkommende stråle, dvs $\lambda' = \lambda$; uavhengig av vinkelen θ .

A. H. Compton (1923, NP 1927)

(16)

gjorde eksperimenter og forklarte resultatene ved å bruke bevaring av (relativistisk) impuls og energi i kollisjon mellom to partikler, et foton og et elektron :



A.H. Compton,
Phys. Rev. 21,
483 (1923)

$$\lambda' = \lambda + \lambda_c (1 - \cos \theta)$$

$$\lambda_c = \frac{h}{m_e c} \approx 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ m} = 0.024 \text{ \AA}$$

= compton-bølgelengden for elektronet

Et overbevisende resultat i favør av fotonbegrepet.

Bohr - modellen (1913, NP1922) ^{OS} [6.4] (17)

[YF 39.3]

Bakgrunn for Niels Bohrs ideer:

- Balmerserien for H-atomet.

$$\lambda_n = B \frac{n^2}{n^2 - 4} ; B \approx 364.5 \text{ nm} ; n=3,4,5,6$$

(Balmer 1885)

ert.

$$\frac{1}{\lambda_n} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) ; R = \frac{4}{B} \approx 10^7 \text{ m}^{-1}$$

(Rydberg 1888)

- Rutherfords atommodell (1911).

Atomenes positive ladning er samlet i en liten kjerne; ikke jevnt fordelt som i Thomsons modell.

Exp. motivert: α -partikler (He^{2+}) ble sendt mot tynn gullfolie. Noen ble sterkt avbøyd.



- Plancks kvantehypotese og Einsteins forklaring av fotoelektrisk effekt. Viste at strålingsenergi opptrer i enheter av $h\nu$.

Bohrs postulater:

- Stasjonære tilstander, med bestemte energier. Klassisk fysikk tilsier at elektronet i H-atomet må tape energi i form av EM stråling, fordi det er i akselerert bevegelse. Dette må være forhindret.
- Kvantesperang. Absorpsjon og emisjon av foton gir overgang for elektronet mellom stasjonære tilstander.

Balmerserien antyder at energinivåene i H-atomet er

$$E_n = - \frac{hcR}{n^2} \approx - \frac{13.6 \text{ eV}}{n^2} \quad (n=1, 2, 3, \dots)$$

siden et foton har energi $h\nu = \frac{hc}{\lambda}$.

- Elektronet går i klassiske sirkelbaner rundt kjernen. [Stemmer ikke!]

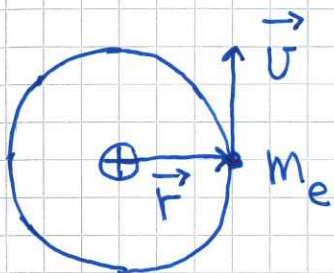
Newtons 2.lov, $F = m_e a$, med $a = v^2/r$

og $F = e^2/4\pi\epsilon_0 r^2$ gir $v^2 = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e r$,

$K = \frac{1}{2} m_e v^2 = e^2/8\pi\epsilon_0 r$, og total energi

$$E = K + V = e^2/8\pi\epsilon_0 r - e^2/4\pi\epsilon_0 r = -e^2/8\pi\epsilon_0 r$$

- Elektronets dreieimpuls er kvantisert. [Stemmer!]



$$L = |\vec{L}| = |\vec{r} \times \vec{p}| = r m_e v$$

Bohrs forslag: $L = n\hbar$, med $n=1,2,3,\dots$

og $\hbar = h/2\pi \approx 1.05 \cdot 10^{-34}$ Js ("h-strek")

[Stemmer ikke!]

Dermed:

$$L^2 = r^2 m_e^2 v^2 = r^2 m_e^2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e r = n^2 \hbar^2,$$

dvs sirkelbanene har radius

$$r_n = n^2 \cdot 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / m_e e^2 = n^2 \cdot a_0$$

der Bohr-radien er $a_0 = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / m_e e^2 \approx 0.529 \text{ \AA}$

Energiniivåene:

(20)

$$E_n = -e^2 / 8\pi\epsilon_0 r_n = - \frac{m_e e^4 / 32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2}{n^2} \approx \frac{-13.6 \text{ eV}}{n^2}$$

i samsvar med Balmers (og Rydbergs) formel!

Vi ser at $|E_n| \ll m_e c^2$ = elektronets hvileenergi:

$$E_n = -\frac{1}{2} \alpha^2 m_e c^2 / n^2$$

$$\alpha = e^2 / 4\pi\epsilon_0 \hbar c \approx 1/137 \quad (\text{finstrukturkonstanten})$$



- Riktige energiniivåer for hydrogen.
- L er kvantisert, og proporsjonal med $\hbar$, men $L = 0$ i grunntilstanden for hydrogen, ikke $\hbar$ som i Bohrs modell.
- Bohr-modellen fungerte dårlig på andre atomer.
- Ideen om elektronet som klassisk partikkel i baner rundt kjernen måtte forkastes.

Interferens med partikler

OS
[6.5]

Louis de Broglie (1892-1987):

[6.6]

[YF 39.1]

"Hvis lys er både bølger og partikler, bør massive partikler være både partikler og bølger!"

(1923/24 ; NP 1929)

For lys : $E = h\nu$ og $E = pc$

$$\Rightarrow p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

Dermed, for massive partikler med impuls p og energi E :

$$\boxed{\lambda = \frac{h}{p}, \quad \nu = \frac{E}{h}}$$

de Broglies
hypotese

For en ikke-relativistisk ideel gass av atomer eller molekyler har vi

$$K_{\text{trans}} = \frac{p^2}{2m} = \frac{3}{2} k_B T$$

$$\Rightarrow \lambda = \frac{h}{\sqrt{3mk_B T}} = \text{partiklens termiske de Broglie bølgelengde}$$

Noen exp. som viser partiklers bølgeegenskaper:

Davisson & Germer 1927: Diffraksjon av elektroner mot Ni-krystall.

[Davisson, G. P. Thomson NP 1937]

G. Jönsson. 1961: Dobbeltspalteforsøk med elektroner.

Tomomura et al 1989: Interferensmønster selv med ett og ett elektron mot dobbeltspalte.

Zeilinger et al 2003: Interferens med ett og ett C_{60} -molekyl mot diffraksjonsgitter.

Arndt et al 2015: Interferens med $C_{168} H_{94} F_{152} O_8 N_4 S_4$ - molekyler.