



Innledning til kvantemekanikken

August 20, 2020

Fysikk ca 1900



- Newtons lover. Galileisk relativitet: $v_{AC} = v_{AB} + v_{BC}$
- Termodynamikk. Statistisk mekanikk. [Kelvin, Boltzmann etc]
- Maxwells ligninger. Interferens. Diffraksjon. Lys er bølger. [Maxwell, Hertz etc]
- Materie er partikler. Atomet: Elektroner med negativ ladning i en jevnt fordelt positiv ladningsfordeling. [J.J.Thomson, 1897, NP1906 (NP = Nobel Prize)]

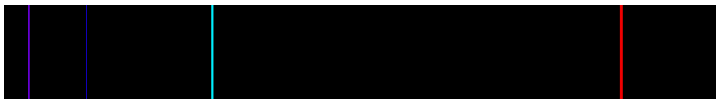
Problemer, i lys av klassisk fysikk, før og etter 1900



- Linjespektre
- Galileisk relativitet
- Stråling fra svart legeme
- Fotoelektrisk effekt
- Comptoneffekten
- Interferens med partikler

Linjespektre

Absorpsjon og emisjon av EM stråling med *karakteristiske* bølgelengder λ . Eksempel: Mørke linjer i solspekteret, pga absorpsjon i atmosfæren [Fraunhofer, 1814], både solas og jordas atmosfære, inkludert Balmer-serien i hydrogen i den synlige delen av spekteret; 410, 434, 486 og 656 nm.



J. Balmer, 1885 (empirisk formel, basert på målinger av Ångström):

$$\lambda_n = B \cdot \frac{n^2}{n^2 - 4} ; n = 3, 4, 5, 6 ; B = 3645 \text{ \AA}$$

Galileisk relativitet

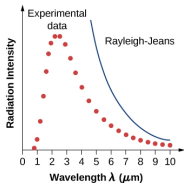
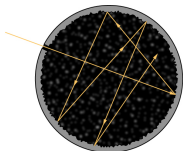


Galileisk relativitet holder ikke for lys, og heller ikke for (massive) partikler med hastighet v opp i mot lysfarten c .

Lysfarten i vakuum er like stor i alle inertialsystem. [Michelson (NP1907) og Morley, 1887]

Stråling fra svart legeme

En hul boks med en liten åpning og temperatur T er et tilnærmet svart legeme ($a = 1$):



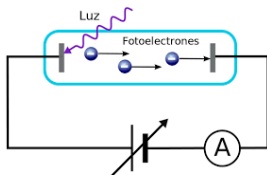
$dj = I(\lambda, T) d\lambda =$ utstrålt effekt pr flateenhet for bølgelengder mellom λ og $\lambda + d\lambda$

Klassisk teori (Rayleigh-Jeans lov; $I(\lambda, T) \sim 1/\lambda^4$) stemmer for store bølgelengder, men total utstrålt intensitet blir

$$j(T) = \int dj = \int_0^{\infty} I(\lambda, T) d\lambda = \infty,$$

den såkalte *ultrafiolett-katastrofen*.

Fotoelektrisk effekt



Lysstrålens intensitet,

$$j = c\langle u \rangle = c\left\langle \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2\mu_0} B^2 \right\rangle = c\epsilon_0 \langle E^2 \rangle = \frac{1}{2}c\epsilon_0 E_0^2,$$

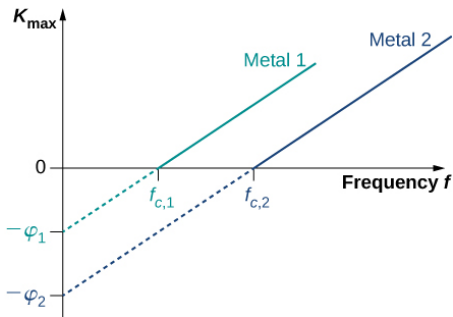
kan økes uavhengig av frekvensen ν , slik at antall løsrevne elektroner, og dermed strømmen i kretsen, *forventes* å være uavhengig av ν .

Løsrevne elektroner har en hastighetsfordeling med maksimal kinetisk energi K_{\max} som *forventes* å øke med intensiteten j . Vi trenger minst en *motspenning*, $U = K_{\max}/e =$ terskelspenningen, for å redusere strømmen i til null. Vi *forventer* at U øker med j .

Eksperimentene [Hertz 1887, Lenard 1900, Millikan 1914 (NP1923)]

var *ikke* i tråd med klassisk elektromagnetisme:

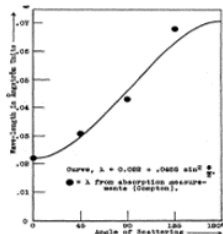
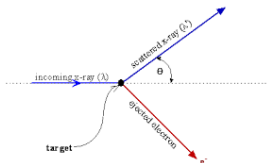
Strømmen $i = 0$ dersom $\nu < \nu_0 =$ terskelfrekvensen,
og U øker lineært med ν når $\nu > \nu_0$



Comptoneffekten

En EM bølge (røntgen) med bølglengde λ sendes inn mot et (tilnærmet) fritt elektron som ligger i ro (figuren til venstre). Den spredte røntgenstrålens bølglengde λ' måles, som funksjon av spredningsvinkelen θ . Med klassisk teori, dvs Maxwells ligninger, forventes $\lambda' = \lambda$: Elektronet settes i svingninger, med frekvens $\nu = c/\lambda$, av den elektriske kraften $\mathbf{F}(t) = -e\mathbf{E}(t) = -e\mathbf{E}_0 \cos \omega t$ ($\omega = 2\pi\nu$). Det oscillerende elektronet sender ut en EM bølge med samme frekvens ν .

Compton målte $\lambda'(\theta) \neq \lambda$ [1923, NP1927] (figuren til høyre):



Interferens med partikler



- 1925-28: Spredning av elektroner på en nikkell-overflate [Davisson (+ Germer), Thomson, NP1937]
- 1961: Tospalteeksperiment med elektroner [Jönsson]
- 1989: Tospalteeksperiment med ett og ett elektron [Tonomura]
- 2003: Interferens med C_{60} -molekyler [Zeilinger et al]
- 2015: Interferens med makromolekyler (5310 g/mol) [Arndt et al]

Konklusjon:

Lys, dvs EM-bølger, må også ha partikkelegenskaper.
Partikler (med masse) må også ha bølgeegenskaper.

Teoretisk utvikling 1900 – 1923:

M. Planck

A. Einstein

A. Compton

N. Bohr

L. de Broglie

