

Kopior på overheadblad till kursen i

Kvantfysik I

Inledande del

Specifikt värme, gaser

Enligt statistiska mekaniken och "lagen om energins lika fördelning" bidrar varje frihetsgrad med energi $\frac{1}{2} kT$ per molekyl eller med $\frac{1}{2} NkT = \frac{1}{2} RT$ per mol.

$$U = U_{kin} + U_{rot} + U_{vibr}$$

Twoatomig gas

$$\frac{3}{2} RT + RT + RT = \frac{7}{2} RT$$

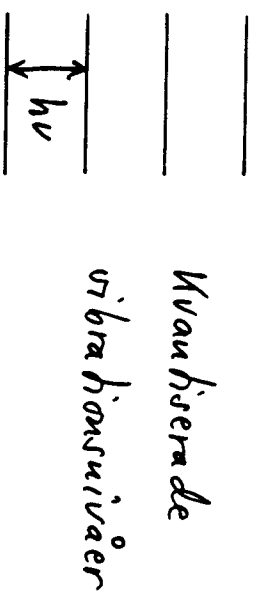
$$C_V = \frac{7}{2} R$$

$$C_P = C_V + R = \frac{9}{2} R$$

$$C_P/C_V = 9/7 = 1.29$$

Experimentellt: $C_P/C_V \approx 1.40 \approx 7/5$

Einsteins modell



For som vid svartkroppstrålningen blir

$$\langle E \rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \Rightarrow kT \quad h\nu \ll kT$$
$$\Rightarrow 0 \quad h\nu \gg kT$$

Om $h\nu \gg kT$ bidrar inte vibrationerna till energin eller specifika värmekapaciteter

$$U = U_{kin} + U_{rot}$$

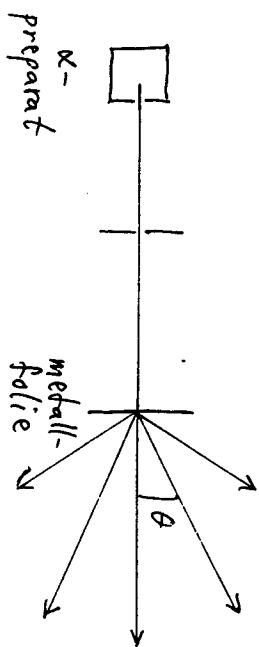
$$\frac{5}{2} RT + RT = \frac{7}{2} RT$$

$$C_V = \frac{5}{2} R, \quad C_P = C_V + R = \frac{7}{2} R$$

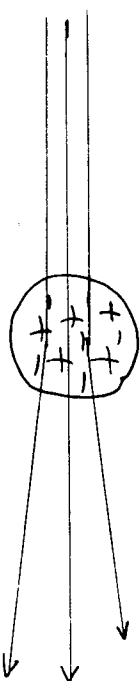
$$C_P/C_V = 7/5 = 1.4$$

i överensstämmelse med experiment

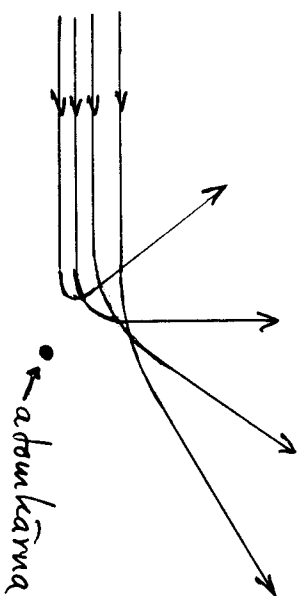
Rutherford's experiment (1911)



Stora spridningsvinklar (θ) observerades
Man kunde förklaras med Thomson's atom-
modell:



Rutherford's modell: Atomen består av
samliga massa koncentrerad till
mycket liten volym, atomkärnan



Vätets spektrum

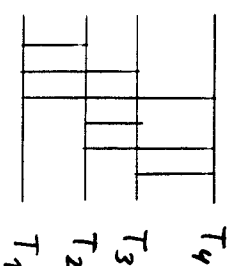
Balmers formel: $\lambda \propto \frac{n^2}{n^2 - 4}$
(1885)

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} \propto \frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}$$

Rydbergs formel: $\sigma = R_y \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$
(1890)

- $m = 1$: Lyman-serien (UV)
- 2: Balmer-serien (synl.)
- 3: Paschen-serien (IR)

Ritz' kombinationsprincip (1908):



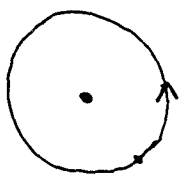
$$\sigma = T_m - T_n$$

$$T_n = \frac{R_y}{n^2}$$

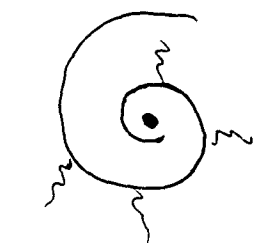
Väteliknande ($Z > 1$): $\sigma = R_y Z^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$

$$T_n \approx R_y \frac{Z^2}{n^2}$$

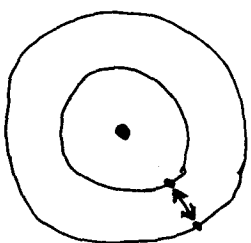
Bohrs atommodell (1913)



1. Elektronerna rör sig i cirkulära banor runt en atomkärna (enl. Rutherford) Utbyter ingen strålning i stöd med klassisk el. dynamik



Klassisk skulle elektronerna spirala in mot kärnan under utstrålning av bromsstrålning



2. Tillåtna banor endast då integralen av impulsen längs elektron banan är ett heltal gånger Planck's konstant

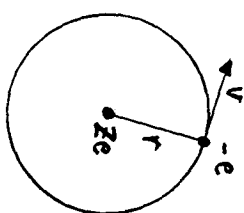
$$\oint p ds = nh$$

3. Då elektronen "byter bana" emitteras eller absorberas strålning med frekvens

$$\nu = \frac{1}{h} |E_1 - E_2|$$

Bohrs frekvensvillkor.

Matematisk behandling



Coulombkraft: $\frac{Ze^2}{4\pi r^2}$

Centrifugalkraft: $\frac{mv^2}{r}$

$$r = \frac{Ze^2}{4\pi m v^2} \quad (r = 4\pi\epsilon_0)$$

Potentieell energi: $E_{pot} = -\frac{Ze^2}{4\pi r} = -mv^2 = -2E_{kin}$ (virialteoremet)

Totala energin: $E_{tot} = E_{pot} + E_{kin} = \frac{1}{2}E_{pot} = -E_{kin}$

$$E_{tot} = -\frac{Ze^2}{24\pi r} = -\frac{mv^2}{2}$$

Rydbergs formel + Bohrs frekvensvillkor:

$$E_n = -hcT_n = -hcR_y \frac{Z^2}{n^2}$$

$$E_n = E_{tot} \text{ ger}$$

$$r = \frac{e^2}{24\pi hcR_y Z} n^2, \quad v = \left(\frac{2hcR_y Z^2}{m} \right)^{1/2} \frac{1}{n}$$

Omlöpsfrekvensen:

$$\nu_{\text{rot}} = \frac{v}{2\pi r} = \frac{(2hcR_y)^{3/2} n}{2\pi e^2 \sqrt{m}} \frac{Z^2}{n^3}$$

Bohrs frekvensvillkor ger för stora n ljusfrekvensen:

$$\nu_{\text{ljus}} = c R_y Z^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n-1)^2} \right] \Rightarrow 2c R_y \frac{Z^2}{n^3}$$

Bohrs korrespondensprincip:

Ljuset frekvens skall för stora n överensstämma med den klassiska oscillator frekvensen

$$\nu_{\text{ljus}} \rightarrow \nu_{\text{rot}}$$

Identifiering ger Rydbergskonstanten

$$R_y = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 c h^3}$$

Uttrycket på Rydbergskonstanten från korrespondensprincipen ger

$$r = \frac{h^2}{Z m e^2} n^2 = \frac{a_0 n^2}{Z} \quad \left(\hbar = \frac{h}{2\pi} \right)$$

$$a_0 = \frac{h^2}{m e^2} \quad \text{Bohr radien} = \text{minsta elektronradien i väteatomen}$$

$$v = \frac{Z e^2}{h \hbar} \frac{1}{n}$$

$$m v r = n \hbar \quad m v 2\pi r = n h$$

$$m v = p \text{ elektronens impuls}$$

$$r m v = L \text{ elektronens impulsmoment}$$

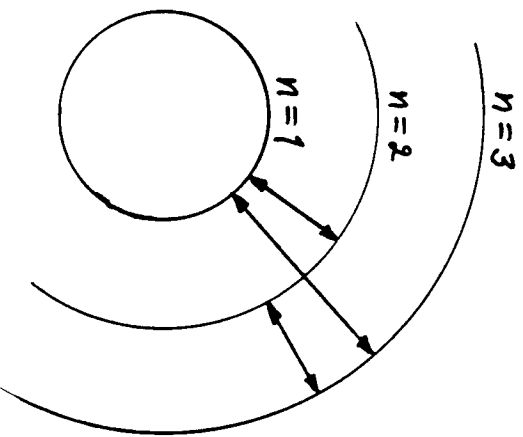
$$L = n \frac{h}{2\pi} \quad (\text{Följd av korrespondensprincipen})$$

Wilson-Sommerfelds kvantiseringvillkor:

$$\int p ds = n h$$

(integrerat över elektronbanan för elliptiska banor)

Bohrs atommodell (1913)



Impulsmoment: $l = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar$

Energi: $E_n = -hc R_y \frac{Z^2}{n^2}$

Bohrs frekvensvillkor:

$$\nu_{ij} = \frac{1}{h} |E_i - E_j|$$

gäller för såväl emission som absorption

Förklarar ^{av} elementars linjespektra (i princip)

b) Fraunhofers linjer i solspektrum

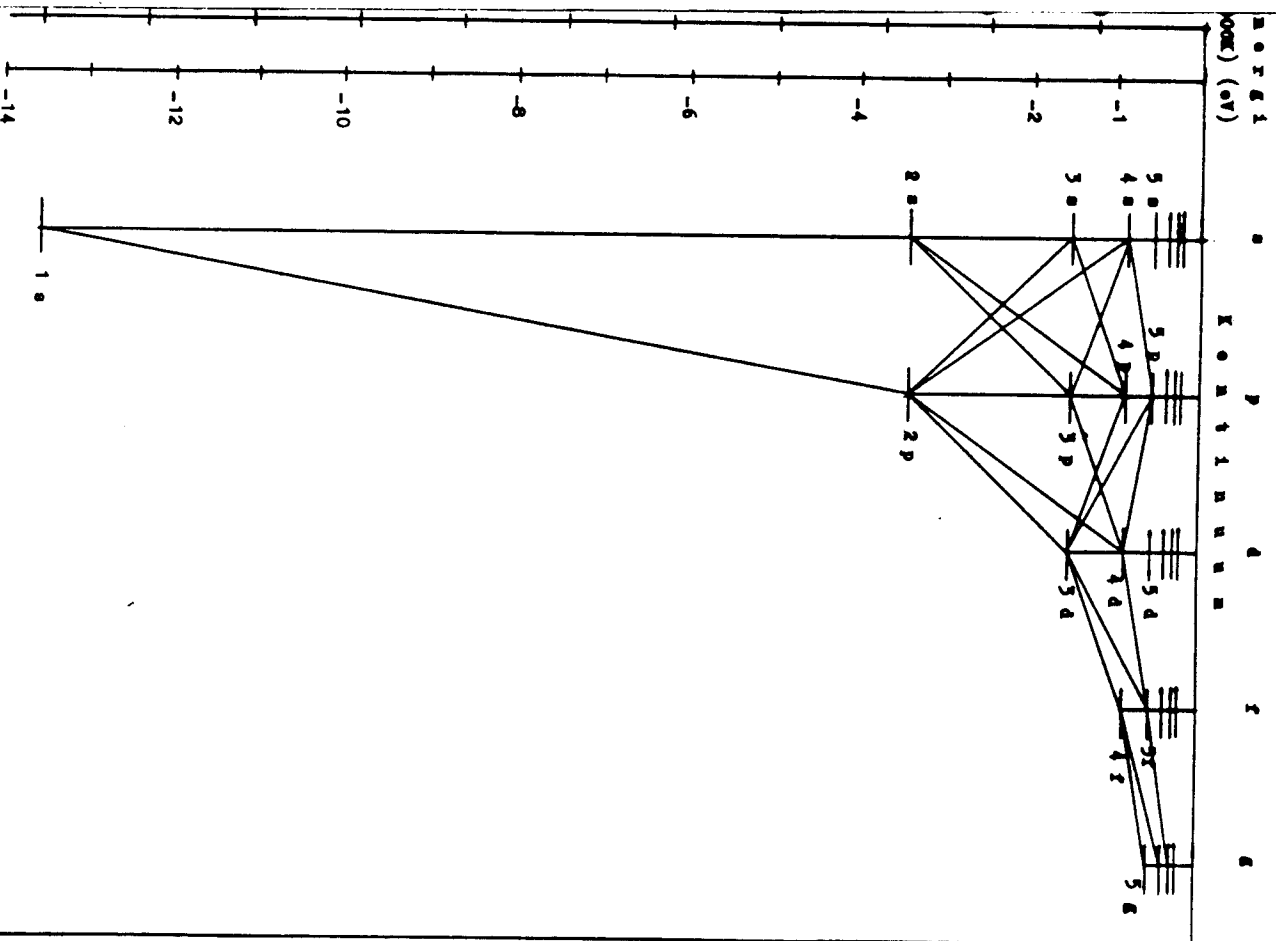
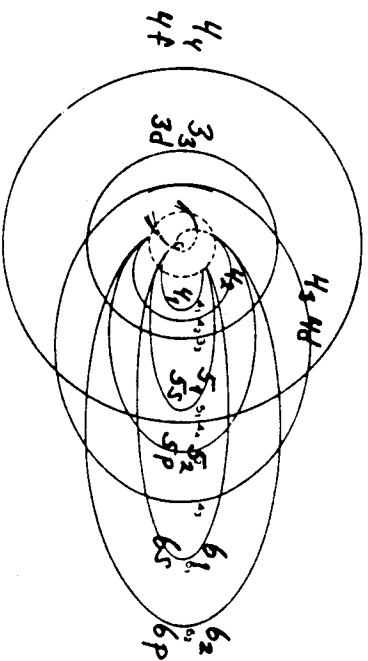


Fig. 2. Energilvlådiagram för väteatomen

Sommerfelds atommodell (1915)



Elliptiska banor

Precession i banans plan pga relativistisk effekt (ifr planetrörelse)

Dubbelt periodisk rörelse

Två kvanttal:

n huvudkvanttal

k "underordnat" kvanttal

$k = 1, 2, \dots, n$ (svarar mot impulsmomentkvanttal l)

"Förklarar" alkaliska metallspektra.

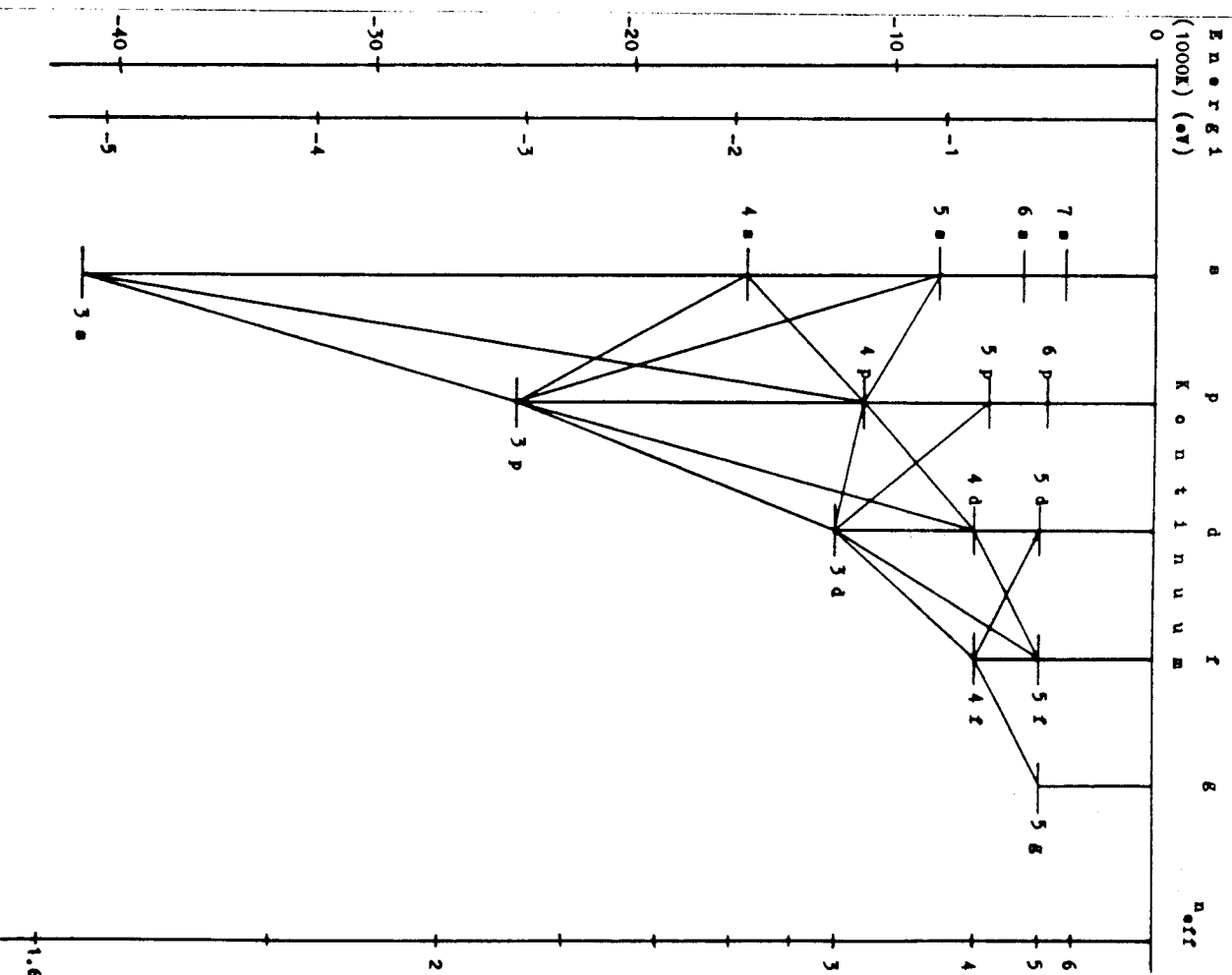
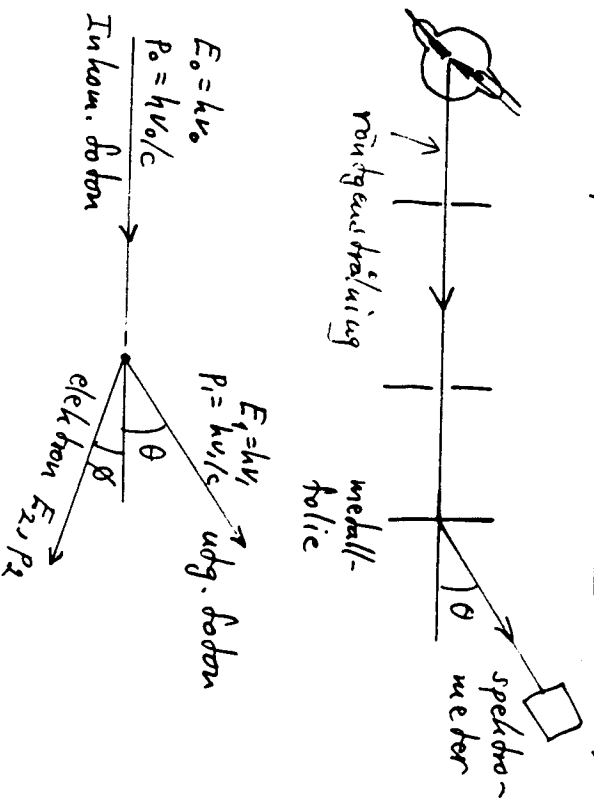


Fig. 4. Energiladdagram för väteatomen

Compton - effekten (1928)



För partikel: $E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4$
 " foton: $E = h\nu = cp$;

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

Energis bevarande:

$$cp_0 + mc^2 = cp_1 + \sqrt{c^2 p_2^2 + m^2 c^4}$$

$$c^2(p_0 - p_1)^2 + 2mc^3(p_0 - p_1) + \cancel{m^2 c^4} = c^2 p_2^2 + \cancel{m^2 c^4}$$

Impulsers bevarande:

$$p_0 = p_1 + p_2 \Rightarrow p_2^2 = (p_0 - p_1)^2 = p_0^2 + p_1^2 - 2p_0 \cdot p_1 \cos \theta$$

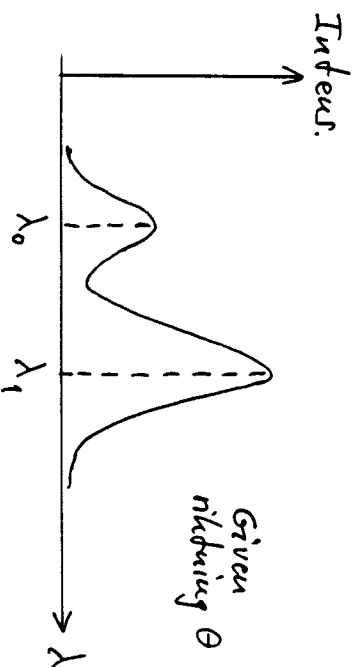
$$\begin{cases} p_0^2 + p_1^2 - 2p_0 p_1 + 2mc(p_0 - p_1) = p_2^2 \\ p_2^2 = p_0^2 + p_1^2 - 2p_0 p_1 \cos \theta \end{cases}$$

$$mc(p_0 - p_1) = p_0 p_1 (1 - \cos \theta)$$

$$\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p_0} = \frac{1}{mc} (1 - \cos \theta)$$

$$\lambda_1 - \lambda_0 = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta)$$

Compton-våglängd



Planck-Einsteins kvantiseringshypotes

förklarar:

1. Svartkroppsstrålningen (Planck, 1900)
2. Fotoelektriska effekten (Einstein, 1905)
3. Vätets spektrum (Bohr, 1913)
4. Compton-effekten (Compton, 1922)

1 och 2 ger fotonens energi:

$$E = h\nu$$

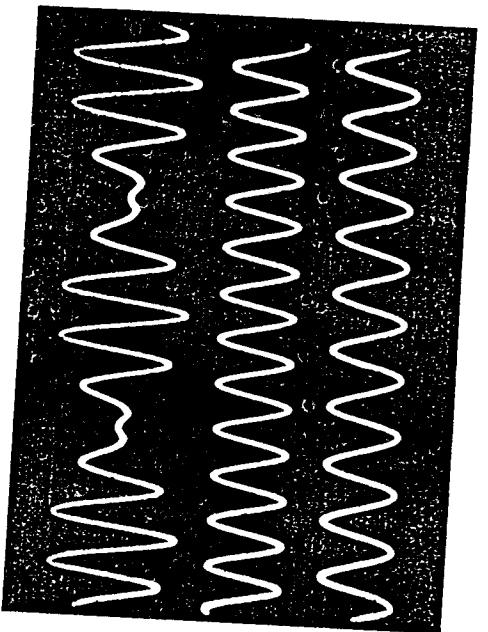
4 ger fotonens impuls:

$$p = h/\lambda$$

Dessa experiment demonstrerar den elektromagnetiska strålningens kvantisering och fotonens partikelnatur.

Litteratur:

- H.R. Pagel The Cosmic Code
(Michael Joseph Ltd, London, 1985)
- A. Pais Subtle is the Lord
(Oxford Univ. Press, 1982)
- Wagoner-Goldsmith Cosmic Horizons
(Freeman & Co, San Francisco, 1982)
- Corn-Turner The Evolution of the
Nuclear Atom (London Iltfe
Books Ltd, 1965)



Superposition av sinusvågor

$$\sin kx + \sin(k + \Delta k)x =$$

$$= 2 \sin(k + \frac{\Delta k}{2})x \cos \frac{\Delta k}{2} x$$

amplitudmodulation

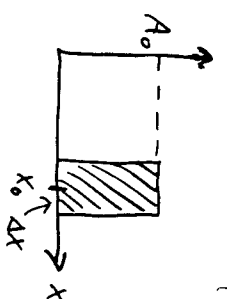
Modulerad svängning

Vågpaket

1. Vågpaket med amplitudfunktion

$$A(x) = A_0 \quad \text{för } |x - x_0| < \Delta x$$

översigt



$$\phi(x) = A(x) \exp[i k_0(x - x_0)]$$

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int a(k) \exp[i k(x - x_0)] dk$$

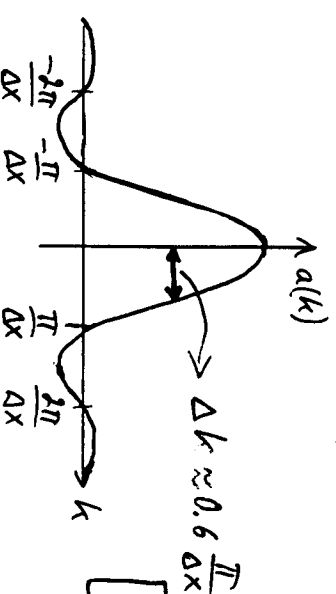
$$a(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \phi(x) \exp[-i k(x - x_0)] dx$$

fourier-
transform

$$a(k) = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{x_0 - \Delta x}^{x_0 + \Delta x} \exp[i(k_0 - k)(x - x_0)] dx$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{i(k_0 - k)} \left\{ \exp[i(k_0 - k)\Delta x] - \exp[-i(k_0 - k)\Delta x] \right\}$$

$$= \frac{2A_0 \Delta x}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sin[(k_0 - k)\Delta x]}{(k_0 - k)\Delta x}$$



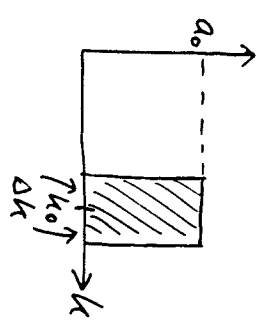
$$\Delta k \cdot \Delta x \sim 0.6\pi$$

2.

Vågpaket med vågtalsförm

$$a(k) = a_0 \quad |k - k_0| < \Delta k$$

översigt

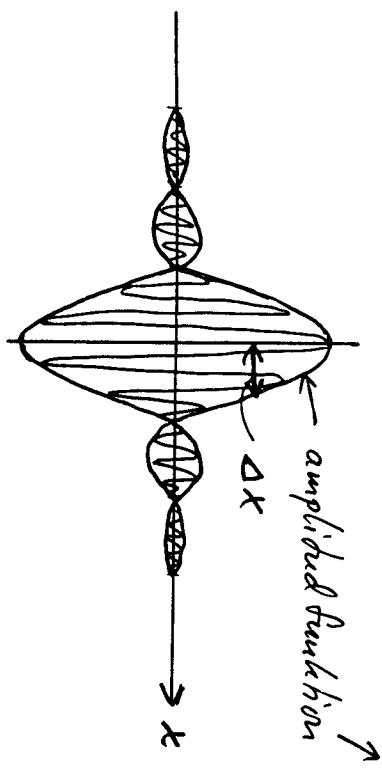


$$\phi(x) = \int_{k-\Delta k}^{k+\Delta k} a(k) \exp[ik(x-x_0)] dk$$

$$= a_0 \int_{k-\Delta k}^{k+\Delta k} \exp[ik(x-x_0)] dk$$

$$= \frac{a_0}{i(k-x_0)} \exp[ik_0(x-x_0)] 2i \sin[\Delta k(x-x_0)]$$

$$= 2a_0 \Delta k \exp[ik_0(x-x_0)] \frac{\sin[\Delta k(x-x_0)]}{\Delta k(x-x_0)}$$

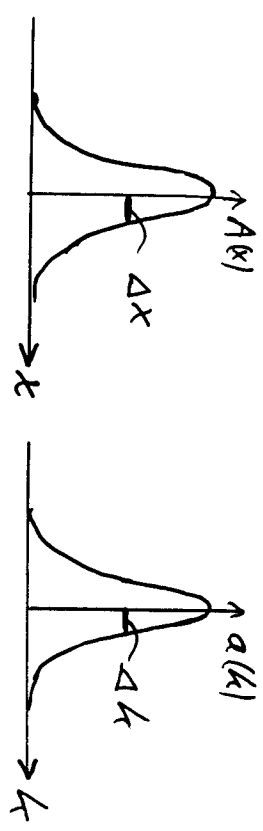


$$\Delta x \cdot \Delta k \approx 0.6 \pi$$

Ett vågpaket med Gaussformad amplitudfunktion leder till Gaussformad Fouriertransform (vågtalesförm)

$$A(x) \propto \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{4\Delta x^2}\right]$$

$$a(k) \propto \exp\left[-\frac{(k-k_0)^2}{4\Delta k^2}\right]$$



För denna form gäller att produkten $\Delta x \Delta k$ är minimal

$$\Delta x \cdot \Delta k = 1/2$$

Alltså gäller: $\Delta x \cdot \Delta k \geq 1/2$

Notov. gäller för tid och frekvens:

$$\Delta w \cdot \Delta t \geq 1/2$$

$$[w \text{ är vinkel frekvens, } w = 2\pi \nu]$$

Fortskrivande våg

$$\phi(x,t) = A \exp i(kx - \omega t)$$

noterar

$$\phi(x) = A \exp i k(x - x_0)$$

$$\text{med } x_0 = \omega t / k$$

ω/k är den hastighet med vilken vågen fortskrider, kallas

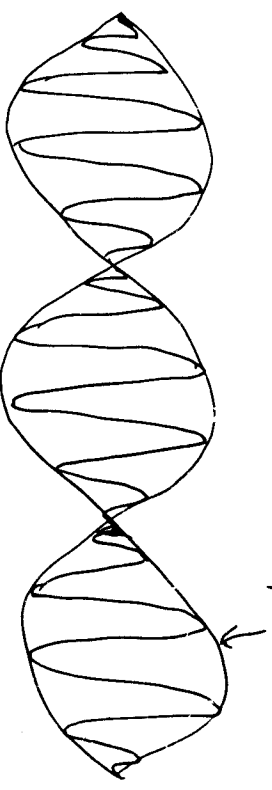
$$\text{fashastighet: } v_f = \omega/k$$

Superposition av två fortskrid. vågor

$$\exp[i(kx - \omega t)] + \exp[i(k + \Delta k)x - (\omega + \Delta \omega)t] =$$

$$= 2 \exp i \left[\left(k + \frac{\Delta k}{2} \right) x - \left(\omega + \frac{\Delta \omega}{2} \right) t \right] \cos \left(\frac{\Delta k}{2} x - \frac{\Delta \omega}{2} t \right)$$

amplitud



Amplitudmaximum för $\frac{\Delta k}{2} x - \frac{\Delta \omega}{2} t = n\pi$

Maximum fortskrider med hastigheten

$$\frac{\Delta \omega}{\Delta k} \Rightarrow \frac{d\omega}{dk} = v_g \quad \text{grupphastigheten}$$

Ett allmänt vågpaket fortskrider med grupphastigheten.

Materievågor

Svartkroppstrålningen och den fotoelektriska effekten visar att ljuset kan beskrivas med hjälp av fotoner med energi

$$E = h\nu$$

Comptoneffekten visar att fotonen har bestämd impuls

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

de Broglie antog att även elektroner kan representeras av en våg och att samma samband skall gälla som för fotoner.

$$\begin{aligned} E &= h\nu = \hbar\omega \\ p &= \frac{h}{\lambda} = \hbar k \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hbar &= h/2\pi \\ \omega &= 2\pi\nu \\ k &= \frac{2\pi}{\lambda} \end{aligned}$$

Kombination av de Broglie våglängden

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

med Bohrs integral

$$\int p ds = nh$$

ger

$$2\pi r p = 2\pi r \frac{h}{\lambda} = nh$$

$$\boxed{2\pi r = n\lambda}$$

Bohrbanans omkrets är ett helt tal gånger elektronens våglängd (stående våg).

Övriga banor utsläcker genom "interferens".

Elektron diffraction

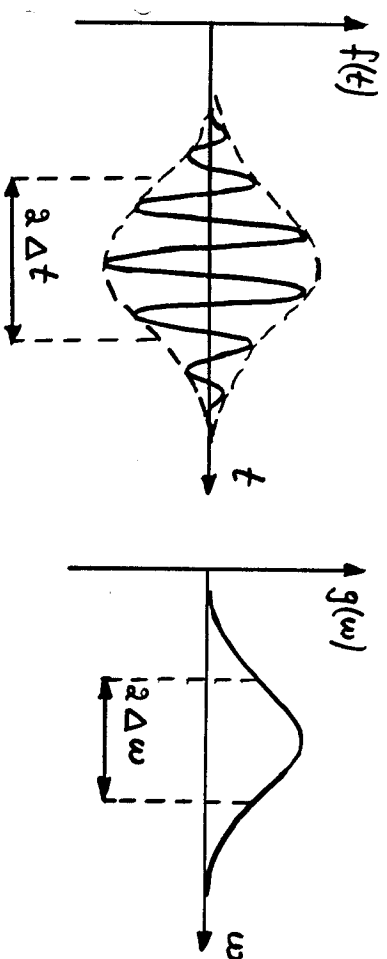


Monenergetiska elektroner träffar en kristallgata under viss vinkel. Den reflekterade elektronstrålen skedars i olika vinklar θ . För viss vinkel - som beror av elektronernas energi - uppträder en "resonans" (kraftigt förstärkt intensitet). Effekten kan förklaras som konstruktiv interferens om elektronerna betraktas som en våg med våglängden $\lambda = h/p$.

Experimentet demonstrerar elektroners vågnatur.

Osäkerhetsrelationen

13



$g(w)$ Fourier-transform (frekvensanalys) av $f(t)$

$$f(t) = \int g(w) e^{-i\omega t} d\omega \quad (\omega = 2\pi\nu)$$

$$\Delta\omega \cdot \Delta t \geq \frac{1}{2}$$

Planck-Einstein relationen:

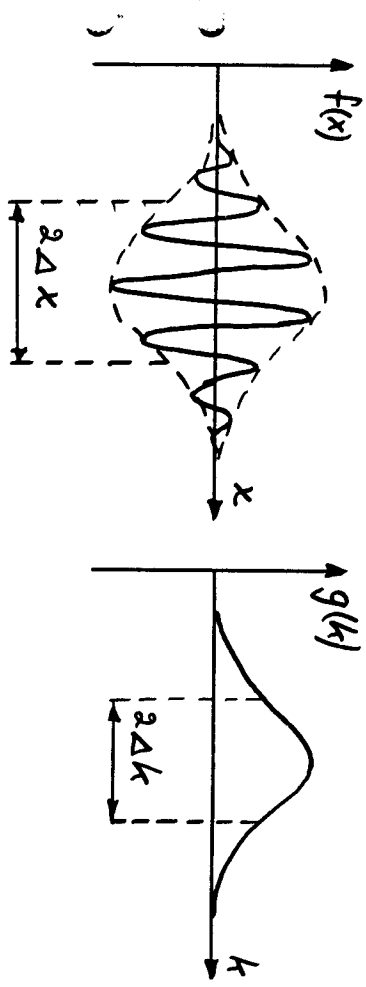
$$E = h\nu = \hbar\omega \quad (\hbar = \frac{h}{2\pi})$$

ger

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad \frac{\hbar}{2} = \frac{h}{4\pi}$$

Heisenbergs osäkerhetsrelation
om energi- och tidsosäkerhet

På samma sätt kan en våg i rummet utvecklas



$$f(x) = \int g(k) e^{+ikx} dk \quad (k = \frac{2\pi}{\lambda})$$

$$\Delta x \cdot \Delta k \geq \frac{1}{2}$$

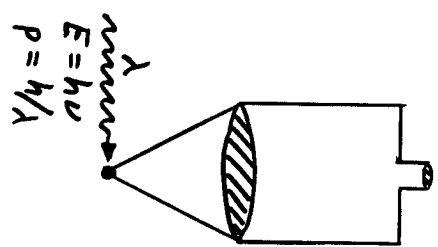
de Broglie relationen:

$$p = \frac{h}{\lambda} = \hbar k$$

ger

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

Heisenbergs mikroskopexperiment



Osäkerhet i lägesbestämning:

$$\Delta x \sim \lambda$$

För observation krävs växelverkan med minst en foton med impulsen

$$p = h/\lambda$$

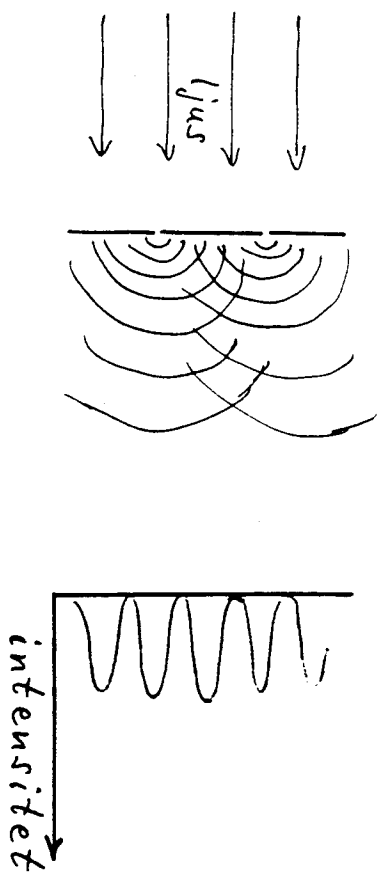
Ger osäkerhet i partikelns impuls:

$$\Delta p \sim h/\lambda$$

Produkten av osäkerheterna är minst av storleksordningen:

$$\Delta x \cdot \Delta p \sim h$$

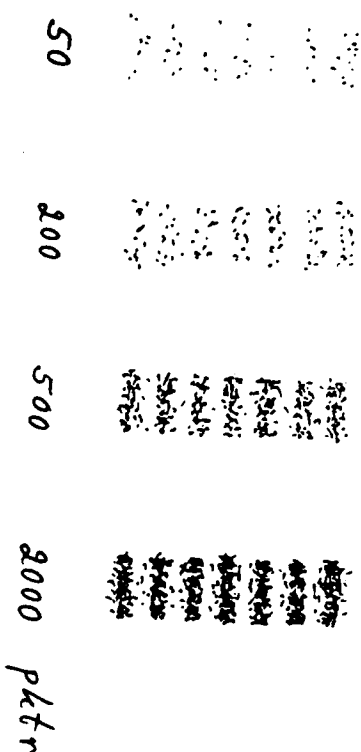
Young's dubbelspaltförsök



Om ljuset får passera två spalter upp-
träder interferensfältet. Man för-
klarar med Huygens princip om
ljuset antas vara en vågrörelse.
Interferensfältet upphör om ena
spalten tillsluts.

Experimentet demonstrerar ljusets
vågnatur.

Har fungerar fotonbilden?



Våg-partikel-dualismen

Våg- och partikel-representationerna av elektromagnetisk strålning resp. materiella partiklar är komplementära

Bohrs komplementärprincip (1928)

Osäkerhetsrelationen: $\Delta x \cdot \Delta p \sim h$

$\Delta x = 0$: $\left\{ \begin{array}{l} \text{lokaliserad partikel} \\ \text{impulsen helt obestämd} \end{array} \right.$ partikel

$\Delta p = 0$: $\left\{ \begin{array}{l} \text{plan våg} \\ \text{läget helt obestämt} \end{array} \right.$ våg

Osäkerhetsrelationen är en kvantifiering av våg-partikel-dualismen.

Kopplingsgraden mellan de två aspekterna ges av Plancks konstant.

Schrödingerekvationen

Icke-relativistiskt gäller för fri partikel:

$$E = \frac{p^2}{2m} \Rightarrow \hbar\omega = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

En enkel fortskridande våg kan repn av funktionen

$$\psi = \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = ik \psi, \quad \frac{\partial \psi}{\partial t} = -i\omega \psi$$

För att relationen mellan ω och k skall gälla, bör

$$\boxed{i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}}$$

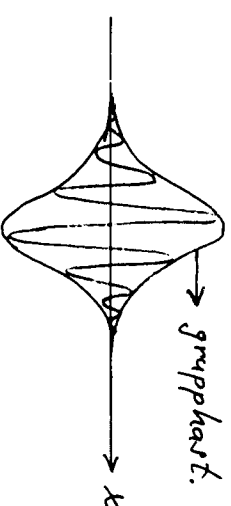
vilket är Schrödingerekvationen.

Vågpaket

17

Ett allmänt vågpaket kan erhållas genom superposition (överlagring) av plana vågor

$$\Psi(x,t) = \int a(k) \exp[i(kx - \omega t)] dk$$



Sambandet mellan ω och k kallas dispersionsförhållande

$$\frac{\omega}{k} = v_f = \text{fasförlängning}$$

$$\frac{d\omega}{dk} = v_g = \text{gruppförlängning}$$

Om $v_f = v_g$ är vågen distortionsfri
dvs paketets form ändras ej med tiden.

[Den elektromagnetiska strålningen är
distortionsfri, dvs $\omega = ck$]

Ett allmänt vägpaket sakfirar
Schrödingerekvationen

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x,t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \Psi(x,t)$$

vilket kan lösas genom insättning:

$$\begin{aligned} & \left[-i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \int a(k) \exp[i(kx - \omega t)] dk = \\ &= \int a(k) \left[-\hbar\omega + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right] \exp[i(kx - \omega t)] dk \\ & \quad \underbrace{= 0 \text{ enl. dispersionslagen}}_{\text{för de Broglie-vågor}} \end{aligned}$$

Den tidoberoende Schrödingerekvationen

Med antagelsen

$$\Psi(x,t) = \psi(x) \phi(t)$$

erhåller ur Schr. ekv.

$$\psi(x) i\hbar \frac{d}{dt} \phi(t) = \phi(t) \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \right] \psi(x)$$

eller efter division med $\psi(x) \phi(t)$

$$\frac{1}{\phi(t)} i\hbar \frac{d}{dt} \phi(t) = \frac{1}{\psi(x)} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \right] \psi(x) = E$$

oberoende av x oberoende av t konstant

$$\begin{cases} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \right] \psi(x) = E \psi(x) \\ i\hbar \frac{d}{dt} \phi(t) = E \phi(t) \Rightarrow \phi(t) \propto \exp(-iEt/\hbar) \end{cases}$$

Randvillkor: $\psi \rightarrow 0$ då $x \rightarrow \infty$

ψ utan singulariteter

Lösning endast för vissa värden på E ,
egenvärdena, motsvarar systemets
mögliga energivärden.

Stationära tillstånd

19

Om vågfunktionerna kan separeras i en rumslig- och en tidsfunktion

$$\Psi(x, t) = \psi(x) \phi(t)$$

är tidsfunktionen

$$\phi(t) = \exp(-iE/\hbar t)$$

och rumsfunktionerna satisfierar den tidsoberoende Schrödingerekvationen

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \right] \psi(x) = E \psi(x)$$

Sannolikhetsstätheten är för sådant tillstånd

$$|\Psi(x, t)|^2 = |\psi(x) \exp(-iE/\hbar t)|^2 = |\psi(x)|^2$$

vilket är oberoende av tiden.

Sådant tillstånd kallas stationärt.

Lösningar till den tidsoberoende Schrödingerekvationen svarar mot stationära tillstånd.

Schrödingerekvationen är linjär, dvs en allmän lösning kan erhållas genom överlagring eller superposition,

$$\Psi(x, t) = \sum_n c_n \psi_n(x) e^{-iE_n t/\hbar}$$

Insättning i S.E. ger

$$\begin{aligned} \sum_n c_n \psi_n(x) i\hbar(-iE_n/\hbar) e^{-iE_n t/\hbar} &= \\ &= \sum_n c_n \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \right] \psi_n(x) e^{-iE_n t/\hbar} \end{aligned}$$

Tidsfunktionerna är linjärt oberoende, dvs

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \right] \psi_n(x) = E_n \psi_n(x)$$

Hur kan våg- och partikel-
aspekterna föras?

Hur kan partiklar interferera?

Vad innebär materievåg?

Köpenhamnstolkningen: (1928)

Materievågen är en sannolikhetsvåg
Amplituderna är additiva, leder
till interferens.

Kvadraten på amplituden anger
sannolikhetsstätheten, dvs sannolikheten
att finna partikeln i en viss punkt
(volymselement).

Ingen determinism för enskilda händelse
Endast för sannolikheter

Konsekvenser:

1. Resultatet av enskilda händelse
kan inte förutsägas, principiellt
omöjligt; endast sannolikheter
kan förutsägas

Ingen determinism!

2. Utan mätning kan man inte
säga var en partikel befinner sig
- den befinner sig över huvud
taget inte någonstans

Ingen objektiv realism!

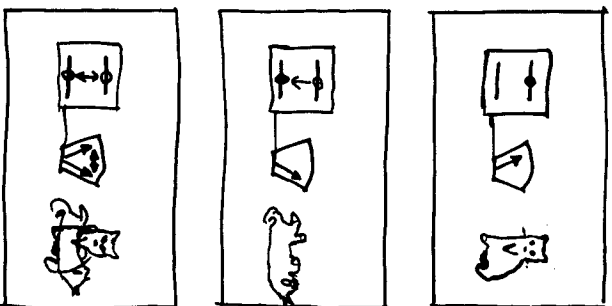
Realismen skapas i värföga blicket!

Vad innebär mätning?

Schrödingers katts

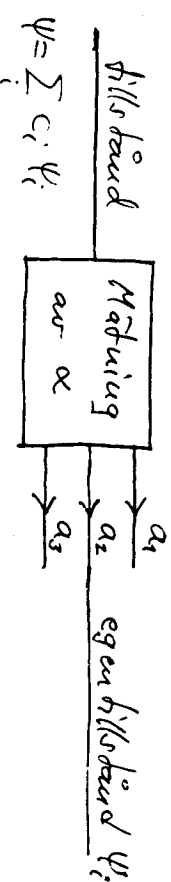
eller

Wigners vän?



Mätprocessen i kvantmekaniken ²¹

Enligt kvantmekaniken kan en mätning av en storhet α endast ge som resultat ett egenvärde (a_i) till den wot α svarande operatoren $\hat{\alpha}$.

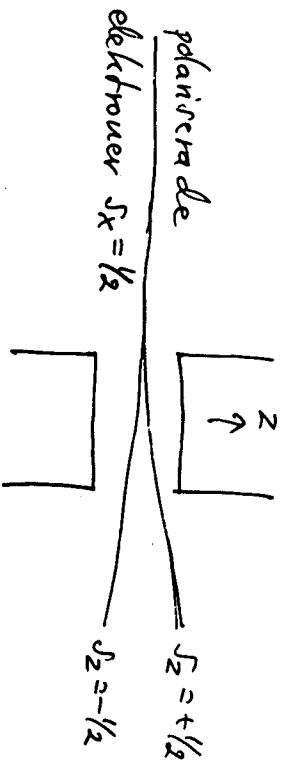


$\hat{\alpha} \psi_i = a_i \psi_i$ Reduktion: $\psi \Rightarrow \psi_i$

Om tillståndet före mätningen är en superposition av egen tillstånd till $\hat{\alpha}$, reduceras tillståndet vid mätningen till ett egen tillstånd. Därefter har storheten ett bestämt värde. Enligt kvantmekaniken har inte storheten något (förutsett) värde före mätningen. Realism saknas. Vardet uppstår (realismen uppträder) i mätögonblicket.

Detta är följningen enligt Köpenhamns-skolan (Bohr, Heisenberg, Pauli...)

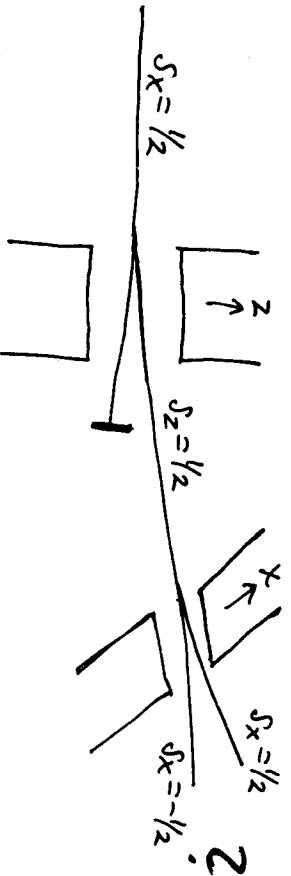
Sterni - Gerlach



$S_x = 1/2$ superposition av $S_z = 1/2$ och $S_z = -1/2$
 S_z har inget värde före mätningen.

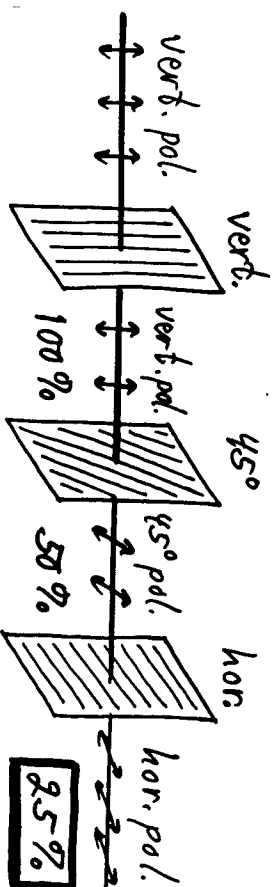
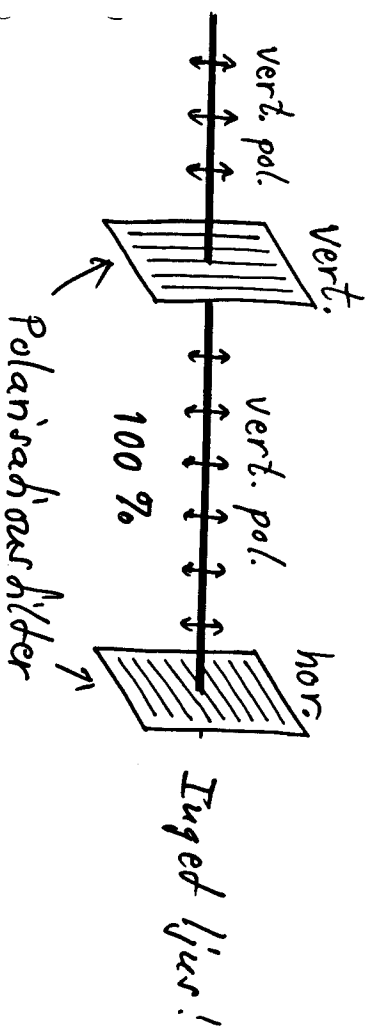
Vid förnyad mätning av S_z erhåller igen uppdelning: egen tillstånd

Vad händer om S_x mätas efter S_z ?
 Finns något "minne" från tillståndet före mätningen av S_z ?



Enligt kvantmekaniken finns inget minne från tillståndet före mätning.
 Enligt den lokala, realistiska modellen finns sådant minne.

Ljusets polarisation

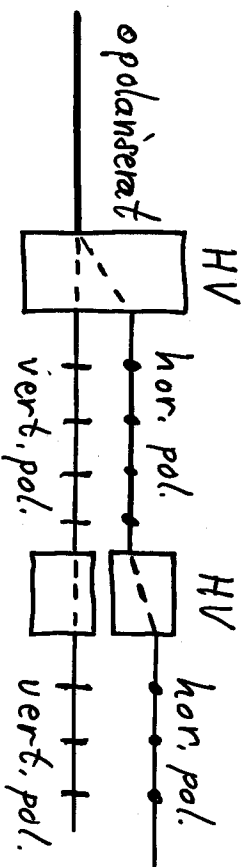


Lätt att förstå med vågpekaren

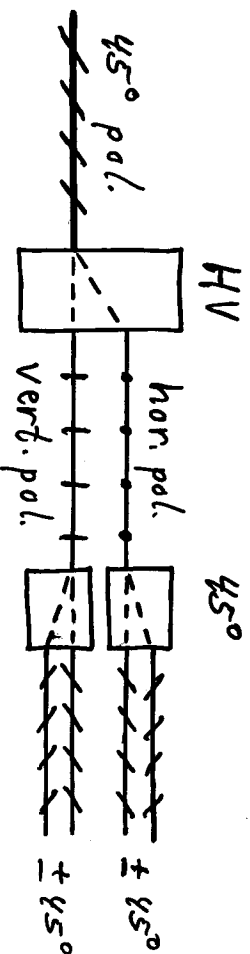
Hur fungerar partikelaspekten?

Hur kan en ^{ursprungligen} vertikalt polariserad foton passera ett horisontellt polarisationsfilter?

Dubbelbrytande kristall

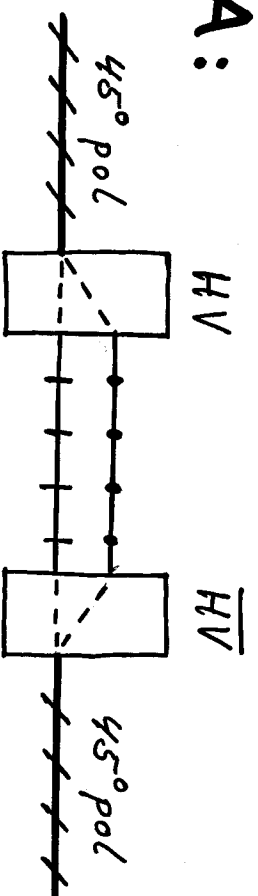


Oplaniserat ljus delas upp i en ordinär och en extraordinär stråle med vinkelrät polarisering.



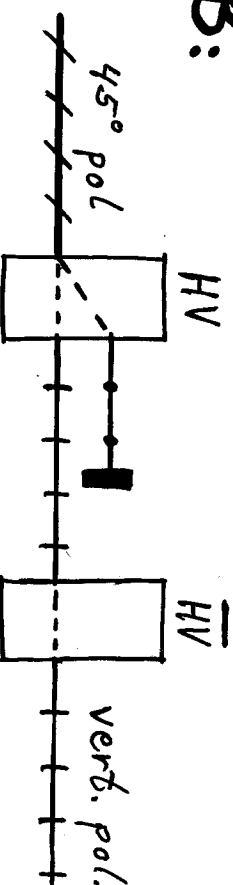
4 strålar med samma intensitet.

A:



En "omvänd" kristall kan göra strålarna samma till ursprunglig polarisation!

B:

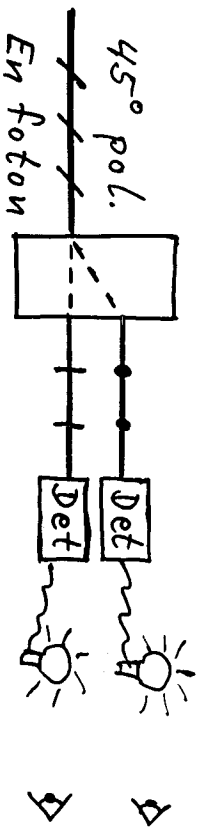


Om ena komponenten absorberas, går informationen förlorad om urspr. polarisation.

A ingen information om polarisationer för enskilda foton mellan kristallerna
Ingen mätning! (Yfr dubbelpalt exp.)

B information om pol. mellan krist. registr.
Mätning!

Mät process



- 1) Dubbelbrytade kristall ingen mätning
All info finns kvar; ursprungstillstånd
kan rekonstrueras.

Fotonen måste registreras!

- 2) Vad innebär registrering?

- 3) Hur påverkas deltagarna av registrering?
Måste deltagarnas ändring registreras
för att mätningen skall vara fullbordad?

Var slutar sekvensen?

Om en kvantfysikalisk process inte registreras, finns all information kvar och ursprungstillståndet kan rekonstrueras. Ingen mätning.

Om mätapparaturen behandlas kvantfysikaliskt, måste då denna i sin tur registreras?

Måste mätapparaturen vara makroskopisk som inte kan behandlas kvantfysikaliskt?

Kvantfysiken i princip begränsat tillämpningsområde?

Måste slutlig registrering ske i vår värld?

Rinlig tolking:

Matning innebar registrering.

Registrering är en irreversibel

process. Utgångs tillståndet kan inte reproduceras. Informationen har gått förlorad (vilket i och för sig inte behöver innebära den mänskliga hjärnan).

[Jfr Schödingers katts]

Finns det någon värld utan observationer?

Ser världen ut som den gör för att möjliggöra observationer av intelligenta varelser?

Antropisk världsuppfattning