

Indholdsfortegnelse

1.	Fra det mindste til det største	1
1.1.	I begyndelsen skabte...	1
1.2.	Elektronen, protonen og neutronen.	1
1.3.	Atomere	1
1.4.	Terminologi	2
2.	Kernekfysik	3
2.1.	Radioaktive henfald	3
2.2.	Henfaldsloven	4
2.3.	Aktiviteten, $A(t)$.	5
2.4.	Halveringstid	5
2.5.	Udledning af absorptionsloven	5
2.6.	Halveringstykkelse	6
2.7.	De radioaktive familier	6
2.8.	Atommasser, bindingsenergi	7
2.9.	Kernekræfter og -stabilitet	9
2.10.	Energianalogi	9
2.11.	Fission, reaktorer og bomber	10
2.12.	Fusion, reaktorer og bomber	11
2.13.	Fusion i stjernerne	12
3.	Nukleosyntese	12
3.1.	Big Bang	12
3.2.	Stjernedannelse	12
3.3.	Supernovaer	13
3.4.	s-processen	14
3.5.	r-processen	15
3.6.	Aldersbestemmelser	16
4.	Atomfysik	17
4.1.	Indledning	17
4.2.	Niels Bohr	18
4.3.	Fotonen, fotoelektrisk effekt	18
4.4.	Atomers eksistens	20
4.5.	Atomkernens eksistens	20
4.6.	De forunderlige spektrallinier	21
4.7.	Bohrs entré	22
4.8.	Bohrs atomteori	22
4.9.	Status 1913	25

5.	Kvantemekanik	26
5.1.	Dobbeltpalteeksperimentet	26
5.2.	Lys, bølge/partikel?	27
5.3.	Elektroner, partikel/bølge?	27
5.4.	Dilemmaet løses	29
5.5.	Ubestemthedsrelationerne	30
5.6.	Komplementaritetsprincippet	31
5.7.	Selvreference	33
6.	Opgaver	35
7.	Web-links	37
8.	Stikordsregister	38
9.	Kernekort	40

1. Fra det mindste til det største

1.1. I begyndelsen skabte...

Ja, hvor kommer det hele fra? Moderne fysik siger »Big Bang.«

Men hvor kommer Big Bang fra? Moderne fysik siger: »Det er et rigtig godt spørgsmål!«

Fysiklæreren håber I vil finde det spændende at se hvor langt moderne fysik kan komme med en forklaring selvom I ikke får det endelige svar. I denne forklaring er der faktisk mange ting I allerede nu kan forstå meget af. Det vil være vores inspirationskilde i dette hæfte.

Men nogle af de mest avancerede fysiske teorier er afgørende for forståelsen af Big Bang og universet, så der er naturligvis også mange ting I må tage til efterretning - f.eks. at Big Bang opfattes som et øjeblik hvor temperatur, energi og massefylde var uendelig store og universet uendelig lille. Det kan man jo overhovedet ikke forestille sig. Og det skal man så heller ikke prøve på!

De fysiske teorier kan anvendes meget kort tid herefter, men naturligvis med meget stor usikkerhed. For tiden tror vi at efter 0,01 sekund var temperaturen ca. 100 mia grader og protoner, neutroner og elektroner kunne eksistere som permanente partikler. Se

<http://www.cozmo.dk/time1.html>

Her ser vi også at efter ca. 100 s dannes der He-kerner ved fusion. Men forholdene lige efter Big Bang tillader ikke dannelsen af tungere grundstoffer.

Først meget senere, når brint og helium under indvirkning af tyngdekraften samles til stjerner, begynder de processer som fører frem til resten af grundstofferne. Det bliver behandlet i kapitel 3.

Af disse 92 grundstoffer skabes alle de molekyler vi kender. Og alt hvad vi kender, er opbygget af molekyler, således også du selv. Udviklingen fra Big Bang til hele den forbløffende livsudfoldelse på vores lille klode, *evolutionen*, beskrives altså af fysik, kemi og biologi. Man kan så alt efter temperament falde i svime over alt det vi forstår eller over alt det vi ikke forstår.

I fysikken prøver vi naturligvis at se hvor langt vi kan komme med at fremstille ting i en forståelig sammenhæng.

1.2. Elektronen, protonen og neutronen.

I afsnit 4.5 fortælles om hvorledes det i begyndelsen af 1900-tallet blev klart for fysikerne at atomer eksisterer og består af en positiv kerne med elektroner uden om.

Her vil vi kaste os lige ud i det og beskrive atomet som vi opfatter det i dag.

Et *atom* er opbygget af *elektroner*, *protoner* og *neutroner*.

Protoner og neutroner har næsten samme masse, elektronens masse er små 2000 gange mindre.

Disse mikroskopiske partiklers masse måles ikke i g (gram), men i u (atommasseenheder). u bliver defineret senere, 2.8.

Protoner og elektroner har elektrisk ladning. Ladning er en egenskab I må tage til efterretning. Elektricitetsværket kan transportere energien fra Enstedværket til vores lamper og maskiner på grund af elektroners og protoners elektriske ladning.

Elektrisk ladning findes i to former kaldet *plus*(+) og *minus*(-). I overensstemmelse med navngivningen kan de ophæve hinanden.

Positive og negative ladninger tiltrækker hinanden. Ladninger af samme art frastøder hinanden.

Protonen er positiv og elektronen er negativ. Ydermere er deres ladninger lige store således at en proton og en elektron neutraliserer hinanden. Denne ladningsstørrelse er den mindste frit eksisterende ladning, og den kaldes *elementarladningen e*.

Neutronen er neutral.

Der gælder

Partikel	masse	ladning
elektron	0,000548579 u	-e
proton	1,00727666 u	e
neutron	1,00866522 u	0

1.3. Atomer

Et atom består af en kerne omgivet af elektroner.

Kernen, som også kaldes et *nuklid*, består af protoner og neutroner, som kaldes *nukleoner*. Protonerne gør kernen positiv. Dermed kan den ved tiltrækningskræfter fastholde de negative

elektroner uden om. Elektronerne siges at befinde sig i skaller. Betydningen heraf forklares i Bohrs atomteori, 4.8., og uddybes yderligere i kapitel 5. Lige nu må I tage det til efterretning.

I et neutralt atom er der lige så mange elektroner uden om kernen som der er protoner i kernen. Hvis der er ubalance i disse antal har vi negative eller positive ioner (jf. kemiundervisningen).

Som eksempel vises kulstof-12:

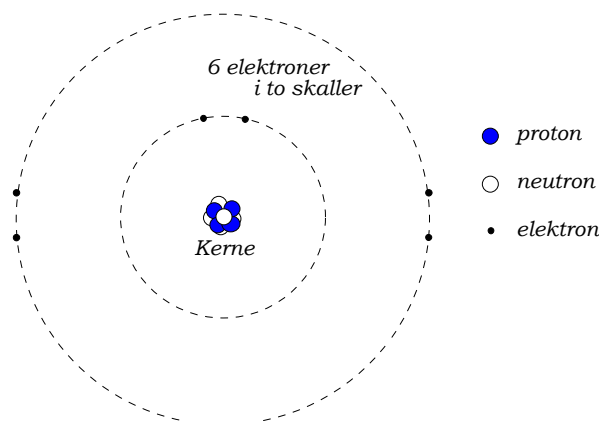


Fig. 1. Et atom (kulstof-12).

Det har i kernen 6 protoner og 6 neutroner og uden om kernen 6 elektroner. Figuren er helt ude af proportion hvad størrelsesforholdene angår.

Elektronerne befinder sig i kugleformede områder med en radius på ca. $1,5 \cdot 10^{-10}$ m. Kerners radius er af størrelsesorden ca. $5 \cdot 10^{-15}$ m.

Atomets lineære dimension er ca. 30 000 gange større end kernens (regn selv efter!).

På tegningen ovenfor er kernen 5 mm. Hvis størrelsesforholdene skulle være korrekte, skulle atomet være 150 m i diameter (regn selv efter!).

Forholdet betyder også at atomets rumfang er ca. 30 000 000 000 000 gange større end kernens (regn selv efter!).

Da kernen indeholder 99,95% af atomets masse, kan man altså sige at hvad masse angår, så består atomet af en lille, bitte klump med utroligt meget (næsten) ingenting udenom.

Men elektronerne udenom ophæver kernens ladning og giver atomet næsten alle dets fysiske og alle dets kemiske egenskaber.

1.4. Terminologi

Atomfysik beskæftiger sig med elektronskyen omkring kernen og ikke med kernen.

Kernefysik beskæftiger sig med atomkernens egenskaber og ikke med elektronerne uden om kernen. Kernefysik beskæftiger sig bl.a. med radioaktivitet, fission (spaltning af kerner) og fusion (sammensmeltning af kerner).

Atomfysik behandler de egenskaber som vedrører elektronerne. Det er bl.a. lysudsendelse fra atomer og kemiske bindinger mellem atomer.

Kernefysik og atomfysik er to meget forskellige ting!

Dette ses også af de energier der udløses af henholdsvis atomets kræfter og kernerens kræfter.

De første kan udløses ved at sætte en tændstik til brændbare (eksplosive) stoffer og vi har almindelige forbrændinger eller eksplosioner. Og det er energi mellem elektronerne der udløses.

Udløsning af kernekræfter i bomber fører til A- eller B-bomber (hhv. fissions- og fusionsbomber).

Som enhed for sprængstyrken af bomber bruges kT med underforstået: trotyl. kT står for kilotons, og trotyl er et kemisk sprængstof. 1 kT er altså sprængvirkningen af 1000 tons trotyl.

Fuldstændig fission af 1 kg uran eller plutonium (A-bombe) udløser ca. 20 kT.

En A-bombe (100 % udnyttet) er altså ca. 20 millioner gange stærkere end en kemisk bombe (100 % udnyttet) med samme masse.

De to bomber over Hiroshima og Nagasaki d.6. og 9. aug. 1945 var på hhv. 15 og 20 kT sprængstyrke. Udnyttelsen var mindre end hhv. 5 % og 20 %.

Allerede i 1955 sprængtes en B-bombe med styrken 40 MT.

A-bombe eller atombombe er en meget uheldig betegnelse. A- og B- bomber burde begge hedde kernebomber, hhv. fissions- og fusionsbomber. Det er nemlig ved kerneomdannelser at energien i disse frigøres. Og elektronerne i atomet spiller slet ingen rolle i denne sammenhæng.

Man kunne tro at atomfysik var lettest at begynde med. Men det er slet ikke tilfældet. Næste kapitel skal derfor handle om kernerens egenskaber.

2. Kernefysik

I bør undre jer over at kerner kan holde sammen når de nu består af positive protoner (som frastøder hinanden) og neutrale neutroner. De holdes sammen af den såkaldte *kernekræft* som ikke kendt fra hverdagen. Neutronerne spiller en væsentlig rolle for kernens sammenhængskraft.

For et givet atom bruger vi følgende betegnelser:

- Z = antallet af protoner
= antallet af elektroner
= atomnummeret
= ladningstallet.
- N = antallet af neutroner.
- A = $Z + N$
= antallet af nukleoner
= massetallet.

Det er antallet af elektroner Z , der bestemmer de kemiske egenskaber og altså hvad det er for et grundstof. Z angiver grundstoffets nummer i det periodiske system.

Da massen af en nukleon er tæt på 1u, vil A være tæt på at angive atomets masse i u. Deraf navnet massetallet. (Endnu mere herom i 2.8.)

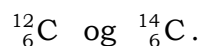
Det simpleste atom er brint med en proton som kerne og en elektron uden om. Det har $Z=1$ og er altså det første i det periodiske system.

Af fig. 1 ses at kul er det 6. grundstof i det periodiske system ($Z=6$). Kulstof-12 har massetallet 12 og har altså 6 neutroner. I har måske hørt om kulstof-14. Det bruges til aldersbestemmelse (jf. opg. 15). Det har massetallet 14, men stadig atomnummeret 6 – ellers var det ikke kul! Det har altså 8 neutroner.

Inden for samme grundstof, samme Z , kan der være mange forskellige stabile og endnu flere ustabile kerner, se s. 40-41. Men de står alle samme sted i det periodiske system, hvorfor de kaldes isotoper (iso: samme, topos: sted).

Men isotopers kerneegenskaber er oftest helt forskellige.

De to isotoper betegnes også således:



Dette er den almindeligste betegnelse for isotoper. Man bruger det tilhørende kemiske symbol Sy (= H, He, Li, Be, ... , Th, U) med massetallet for oven til venstre og atomnummeret for neden til venstre. Altså i almindelighed



Symbolet repræsenterer kernen med elektroner, altså hele atomet.

${}^{235}_{92}\text{U}$ og ${}^{238}_{92}\text{U}$ er to i naturen forekommende isotoper af uran. ${}^{235}_{92}\text{U}$ er den sjældne. Kun den kan bruges i forbindelse med fissionsenergi.

Som sidste eksempel ser vi på ${}^4_2\text{He}$ som er en ædelgas. Dens atomstruktur er lukket. Det behandles i kemi. Men også kernen har en særlig stabil struktur. Et neutron+proton-par hænger særligt godt sammen. Men at der også er to protoner og to neutroner, bidrager yderligere til stabiliteten.

En sådan kerne (altså uden elektroner) kaldes en α -partikel. Da der ikke er nogen elektroner til at neutralisere kernens ladning, bør den betegnes ${}^4_2\text{He}^{2+}$.



Vi indfører også en kort betegnelse ${}^4_2\alpha$ og en meget kort α . I disse er den elektriske ladning underforstået.

2.1. Radioaktive henfald

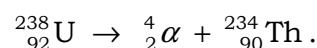
Ustabile kerner kan opnå stabilitet ved at udsende en α -partikel fra kernen. Stråling fra kernen kaldes radioaktivitet (strålingsaktivitet). Når kerner udsender noget, siges de at henfalde. Når de udsender en α -partikel, foretager de et α -henfald.

Der er to andre almindeligt forekommende slags radioaktivitet, β - og γ -henfald.

Vi skal nu se nærmere på disse tre typer henfald.

Ved et **α -henfald** udsender kernen en α -partikel (${}^4_2\text{He}^{2+}$ eller ${}^4_2\alpha$ eller α).

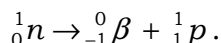
${}^{238}_{92}\text{U}$ er α -aktiv (Se kernekort s. 40). Dens henfald skrives



Henfaldet sker under bevarelse af det samlede massetal og det samlede ladningstal.

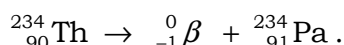
Ved et **β -henfald** udsender kernen en β -partikel som er en almindelig elektron, i denne sammenhæng betegnet ${}^0_{-1}\beta$ eller kort β^- eller blot β .

For elektronen er massetallet 0 og ladningstallet -1 . I forbindelse med β -henfaldet opstår elektronen (β -partiklen) ved at en neutron n spaltes til en elektron β og en proton p



Elektronen sendes ud mens protonen bliver i kernen. Derfor stiger Z med 1 mens A er uændret.

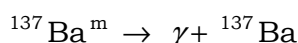
${}^{234}_{90}\text{Th}$ er β -aktiv (Se *kernekort*). Dens henfald skrives



Henfaldet sker under bevarelse af det samlede massetal og det samlede ladningstal.

Ved et **γ -henfald** udsender kernen en γ -partikel eller med andre navne: en foton, et kvant eller en energipakke hørende til elektromagnetisk stråling.

${}^{137}\text{Cs}$ er β -aktiv (se altid herefter på et *kernekort*). 93% af dens β -henfald sker til en metastabil tilstand af ${}^{137}\text{Ba}$ som herefter henfalder ved γ -henfald:



Vi har dermed følgende skema for ændringer af Z , N og A for de tre radioaktive henfald:

Henfald	α	β	γ
ΔZ	-2	$+1$	0
ΔN	-2	-1	0
ΔA	-4	0	0

2.2. Henfaldsloven

Ovenfor har vi slet ikke været inde på *hvornår* en radioaktiv kerne henfalder. I den forbindelse kan man tænke sig forskellige muligheder som f.eks.

- Kernerne har en ganske bestemt levealder hvorefter de henfalder. (Analogi: ens tidsindstillede bomber.)

- Kernerne trættes efterhånden og henfalder. (Analogi: biler som skrottes efter 10-15 år. Eller mennesker.)
- Sandsynligheden for henfald i et givet tidsrum Δt er uafhængig af hvor længe kernen har eksisteret (Analogi: Tallerkner der vaskes op dagligt (over stengulv. Eller Würfelwurf (hint til s.32) for hver kerne.) – alt eller intet.

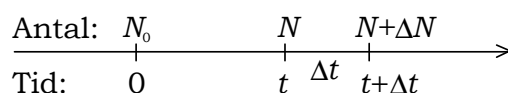
Det sidste eksempel rummer et for den klassiske mekanik helt fremmed træk, nemlig sandsynlighed. Det skal vi vende kraftigt tilbage til i forbindelse med kvantemekanikken, kapitel 5.

Men vi kan allerede nu bevise, at denne sidste antagelse medfører en aktivitet som er i overensstemmelse med en laboratorieøvelse som kan laves i gymnasiet. Vi antager altså at sandsynligheden for at en kerne henfalder i et givet tidsrum Δt , kun afhænger af kernens art og ikke af hvor længe den har eksisteret.

Vi betragter et stort antal ens radioaktive kerner (d.v.s. kerner af en bestemt radioaktiv isotop). Med N angiver vi deres antal. Til tiden $t = 0$ kaldes antallet N_0 .

Efterhånden som de henfalder bliver der færre af dem. Derfor er antallet af kerner af den betragtede isotop en aftagende funktion $N(t)$ af tiden.

Vi vil finde $N(t)$.



Δt er et tidsrum og ΔN er den tilhørende funktionstilvækst.

Da $N(t)$ er aftagende, er ΔN negativ. Det positive tal $-\Delta N$ angiver antallet af henfald i tidsrummet Δt .

Det kan nu indses at for en given størrelse af Δt gælder at

$-\Delta N$ er proportional med $N(t)$.

Endvidere kan det indses at for en given værdi af ΔN gælder at

$-\Delta N$ er proportional med Δt .

så længe Δt er tilstrækkelig lille, nemlig så længe $-\Delta N \ll N(t)$.

Der findes derfor en konstant k så at

$$-\Delta N = k N(t) \Delta t$$

når Δt er tilstrækkelig lille, hvoraf vi får

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = -k N(t), \text{ for } \Delta t \text{ tilstr. lille}$$

$$\Leftrightarrow \frac{dN}{dt} = N'(t) = -k N(t)$$

hvilket sammen med $N(0) = N_0$ giver

$$N(t) = N_0 e^{-kt}$$

Hermed har vi fundet at antallet N af den betragtede isotop er en eksponentielt aftagende funktion af tiden.

Rammen kaldes *henfaldsloven* og k kaldes *henfaldskonstanten*.

Kald sandsynligheden for at en kerne henfalder i tidsrummet Δt , for p . Har vi et stort antal kerner N , vil antallet af henfald være pN i dette tidsrum. Vi har derfor at $-\Delta N = pN$. Af

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = -k N(t)$$

ses at $k = p/\Delta t$ så at k angiver *henfaldssandsynligheden* pr. tid.

2.3. Aktiviteten, $A(t)$.

Aktiviteten $A(t)$ defineres som *henfaldshastigheden*, altså antallet af henfald pr. tid, altså

$$A(t) = -\frac{dN}{dt} = -N'(t) = k N(t).$$

Med det fundne udtryk for $N(t)$ får vi

$$\begin{aligned} A(t) &= -(N_0 e^{-kt})' = -N_0 (-k) e^{-kt} \\ &= N_0 k e^{-kt} = k N = A_0 e^{-kt} \end{aligned}$$

hvor den indførte konstant A_0 er aktiviteten til $t = 0$. Bemærk især at

$$A = k N$$

N er et antal og derfor uden enhed. A er antal omdannelser pr. tid (og k har enheden s^{-1}). Den moderne enhed for aktivitet er Becquerel (Bq) baseret på det internationale enhedssystem, d.v.s.

$$\text{Bq} = s^{-1}$$

En ældre enhed er Curie (Ci) defineret ved $\text{Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} s^{-1}$ ($= 3,7 \cdot 10^{10} \text{Bq}$).

2.4. Halveringstid

t er et vilkårligt tidspunkt. Vi bestemmer tidsrummet $t_{1/2}$ så at aktiviteten halveres fra t til $t+t_{1/2}$. D.v.s.

$$A(t+t_{1/2}) = \frac{1}{2} A(t)$$

$$\Leftrightarrow A_0 e^{-k(t+t_{1/2})} = \frac{1}{2} A_0 e^{-kt}$$

$$\Leftrightarrow e^{-kt} e^{-kt_{1/2}} = \frac{1}{2} e^{-kt}$$

$$\Leftrightarrow e^{-kt_{1/2}} = \frac{1}{2} \Leftrightarrow -kt_{1/2} = \ln \frac{1}{2}.$$

Altså

$$k t_{1/2} = \ln 2$$

Det ses at $t_{1/2}$ er uafhængig af det valgte t . En halvering af aktiviteten vil altid tage samme tid $t_{1/2}$ som kaldes halveringstiden.

2.5. Udledning af absorptionsloven

Vi foretager her et lille sidespring i begejstring over at helt samme matematik optræder i en helt anden sammenhæng. Forudsætningen "alt eller intet" gælder også for den fotoelektriske effekt, 4.3. Her overfører fotonen al sin energi til en elektron hvorefter fotonen er væk.

Det betyder at en foton som bevæger sig gennem stof ikke absorberes gradvist, men enten er den uberørt af passagen eller også er den helt væk. -alt eller intet.

Vi betragter en strøm af et stort antal ens fotoner (d.v.s. monokromatisk elektromagnetisk stråling) som rammer en blyklods.

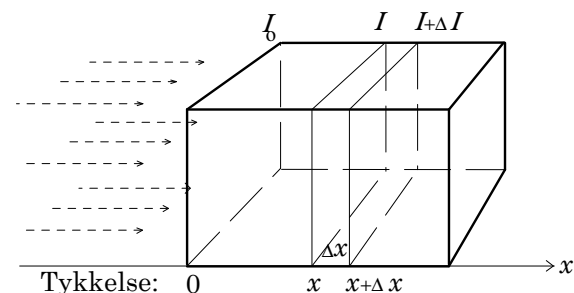


Fig. 2. Fotoners absorption.

Ved intensiteten I forstår vi antal fotoner pr. areal og pr. tid. Intensiteten

dér hvor fotonerne rammer klodsen (d.v.s. ved $x=0$), kaldes I_0 .

På grund af absorption ved fotoelektrisk effekt vil intensiteten aftage jo længere vi går ind i klodsen. Derfor er intensiteten en aftagende funktion $I(x)$ af x .

Vi vil finde $I(x)$.

Δx er tykkelsen af et lag af blyklodsen og ΔI er den tilhørende funktionstilvækst.

Da $I(x)$ er aftagende, er ΔI negativ. Det positive tal $-\Delta I$ angiver antallet af fotoner pr. areal og pr. tid som absorberes i laget Δx .

Det kan nu indses at for en given værdi af Δx gælder at

$-\Delta I$ er proportional med $I(x)$.

Endvidere kan det indses at for en given værdi af ΔI gælder at

$-\Delta I$ er proportional med Δx .

så længe Δx er tilstrækkelig lille, nemlig så længe $-\Delta I \ll I(x)$.

Der findes derfor en konstant μ så at

$$-\Delta I = \mu I(x) \Delta x$$

når Δx er tilstrækkelig lille hvoraf vi får

$$\frac{\Delta I}{\Delta x} = -\mu I(x), \quad \text{for } \Delta x \text{ tilstr. lille}$$

$$\Leftrightarrow \frac{dI}{dx} = I'(x) = -\mu I(x)$$

hvilket sammen med $I(0) = I_0$ giver

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}$$

Hermed har vi fundet at intensiteten I er en eksponentielt aftagende funktion af den tykkelse x som strålingen har passeret.

μ kaldes den *lineære absorptionskoefficient*.

2.6. Halveringstykkelser

Da $I(x)$ er en aftagende eksponentialfunktion, vil det altid (d.v.s. uafhængigt af I) være den samme lagtykkelse som halverer strålingsintensiteten.

Der gælder

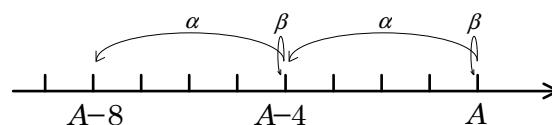
$$\mu x_{1/2} = \ln 2$$

(Teksten er som udgangspunkt lavet ved hjælp af Ctrl+c, Ctrl+v af det foregående afsnit. Det synes jeg lige du skulle vide!)

2.7. De radioaktive familier

I den tunge ende af kernekortet findes nogle α -aktive nuklider med så lang halveringstid at der stadig er nogle tilbage fra tidernes morgen. (Tidernes morgen bliver bestemt i opg. 17). Der findes fire radioaktive familier som ikke blander sig med hinanden.

Vi betragter A for de to kerneomdannende henfald, α - og β -. Af skemaet i slutningen af 2.1. ses at ved disse er A enten uændret (β), eller A falder med 4 (α).



Ind imellem den tegnede familie er der plads til 3 andre. For medlemmerne af en familie gælder at massetallet giver samme rest ved division med 4. Derfor betegnes de fire familier også ved hhv. $4n$, $4n+1$, $4n+2$ og $4n+3$ ($n \in \mathbb{Z}_+$).

Fordi stabilitetslinien (kurven med stabile kerner) krummer som den gør, vil α -henfald for de tunge kerner gradvist føre til neutronoverskud som resulterer i β -henfald som igen fører ind mod stabilitetslinien.

2.8. Atommasser, bindingsenergi

Z , N og A er positive, hele tal, (de angiver antallet af ...).

Følgende begreber er fysiske størrelser med måltal og enheder:

$$M = M({}_Z^A\text{Sy}) = \text{atommassen af } {}_Z^A\text{Sy} \\ = \text{masse af kernen og } Z \text{ elektroner}$$

$$m_{\text{H}} = \text{massen af } {}_1^1\text{H} \quad \bullet \cdot \\ = \text{massen af en proton} \\ \text{og en elektron}$$

$$m_n = \text{massen af en neutron} \quad \circ$$

De to nukleontyper vejer næsten lige meget. Elektroner vejer 1836 gange mindre. Praktisk talt hele et atoms masse repræsenteres altså af kernen.

Man definerer en masseenhed u (unit) ved

$$1u = \frac{1}{12} M({}_{6}^{12}\text{C}).$$

Enheden u er altså tæt på en nukleonmasse.

Dermed bliver måltallet for massen $M({}_Z^A\text{Sy})$ målt i u et tal tæt ved A . Derfor kaldes A for massetallet. Men A er et helt tal og M/u er et decimaltal.

Definitionen af $1u$ er valgt med henblik på at gøre forskellen mellem A og M/u så lille som muligt.

Når der ikke kan opnås fuldstændig overensstemmelse skyldes det dels at m_{H} og m_n er forskellige. Men det skyldes også følgende mærkelige forhold:

${}^{12}\text{C}$ består af 6 protoner, 6 elektroner og 6 neutroner. Massen af bestanddelene er derfor

$$6 m_{\text{H}} + 6 m_n \\ = 6 \cdot 1,00782522 u + 6 \cdot 1,00866522 u \\ = 12,09894264 u.$$

Men ifølge definitionen af $1u$ gælder jo at

$$M({}_{6}^{12}\text{C}) = 12 u$$

eksakt.

Den masse på $m = 0,09894264 u$ der mangler, er et udtryk for bindingen mellem nukleonerne. Denne sammen-

hæng mellem masse og energi udtrykkes i Einstein berømte formel

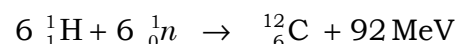
$$E = mc^2$$

hvor c er lysets hastighed. I vores tilfælde gælder*)

$$E = 0,0989 \cdot 931 \text{ MeV} = 92 \text{ MeV}.$$

udtrykt i den energienhed, eV, elektronvolt, som almindeligvis bruges i atom- og kernefysik.

En tænkt proces hvorved ${}^{12}\text{C}$ samles direkte af sine bestanddele, kan altså skrives



hvor de 92 MeV går til omgivelserne.

92 MeV har massen 0,09894264 u.

Vi siger derfor at *bindingsenergien* E_B for ${}^{12}\text{C}$ er 92 MeV.

Bemærk at bindingsenergien ikke er i kernen. Den tværtimod mangler i kernen. Den er forsvundet til omgivelserne under kulstofkernens skabelse. Og mangler, hvis det gælder om at splitte kernen ad igen.

Jo større bindingsenergi desto mere energi er frigjort til omgivelserne og desto mere energi skal der tilføres for at splitte nukleonerne ad. Stor bindingsenergi betyder altså stor stabilitet.

For et vilkårligt atom med atomnummer Z og neutronantal N er forskellen mellem bestanddelenes masse og atomets masse M givet ved

$$B = Z m_{\text{H}} + N m_n - M.$$

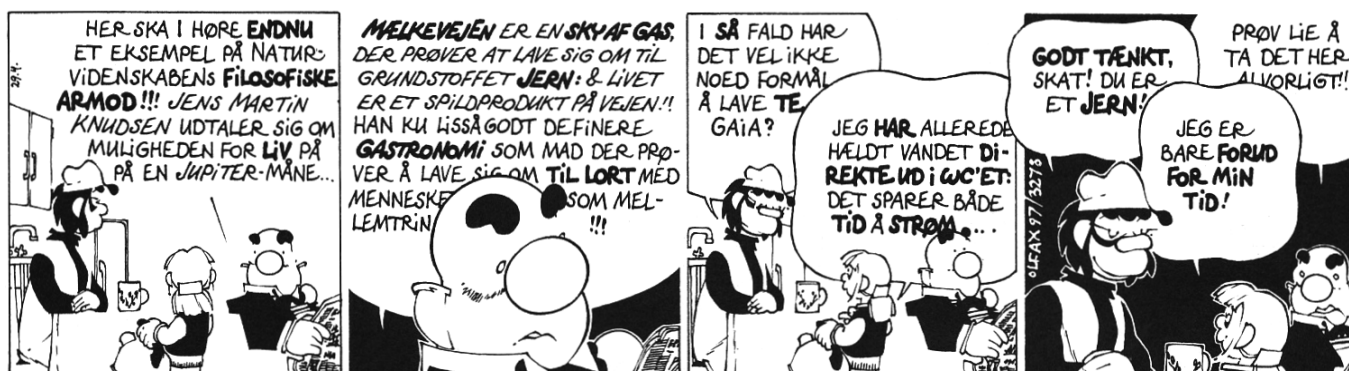
B kaldes *massedefekten* og angiver altså hvor meget atomet er lettere end sine bestanddele. Der gælder

$$E_B = Bc^2.$$

For at kunne vurdere energiudbyttet ved kernereaktioner er det praktisk at betragte bindingsenergien pr. nukleon E_B/A . Fig. 3 er lavet på basis af Databogen i Fysik og Kemi hvor jeg for hvert A har brugt isotopen med størst bindingsenergi.

$$\begin{aligned} *) \quad 1uc^2 &= 1 \cdot \frac{1}{12} \frac{12 \text{ g}}{6,02 \cdot 10^{23}} (3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}})^2 \\ &= \frac{10^{-3}}{6,02 \cdot 10^{23}} \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ J} \\ &= \frac{9 \cdot 10^{13}}{6,02 \cdot 10^{23}} \cdot 6,24 \cdot 10^{18} \text{ eV} = \underline{931 \text{ MeV}} \end{aligned}$$

Sidens motto:

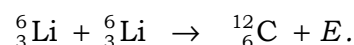


Copyright © 1984 - 2007 Ivar Gjørup 'Olfax'. All rights reserved.

Præsentation af striben:

<http://www.claus.munchow.net/egoland.htm>

Fusion. En tænkt proces:



Energiregnskabet kan føres ved at lave en mellemtilstand hvor nukleonerne er fuldstændigt adskilt

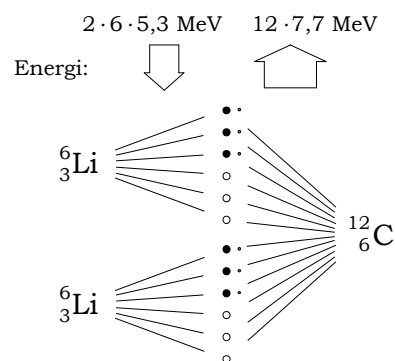


Fig. 4. Energiregnskab for tænkt fusion.

Den frigjorte energi er forskellen mellem den samlede bindingsenergi før og efter.

Af kurven ses

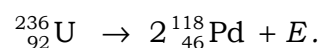
$$E_{B,\text{før}} = 12 \cdot 5,3 \text{ MeV}$$

$$E_{B,\text{efter}} = 12 \cdot 7,7 \text{ MeV}.$$

Ved processen frigøres altså

$$E = 12 (7,7 - 5,3) \text{ MeV} = 28,8 \text{ MeV}.$$

Fission. En tænkt proces:



$$E_{B,\text{før}} = 236 \cdot 7,6 \text{ MeV}$$

$$E_{B,\text{efter}} = 2 \cdot 118 \cdot 8,5 \text{ MeV}$$

hvoraf

$$E = 236 (8,5 - 7,6) \text{ MeV} = 212 \text{ MeV}.$$

Bemærk at parentesen er positiv for processer der går i retning af jern, og at parentesen viser energifrigørelsen pr. nukleon.

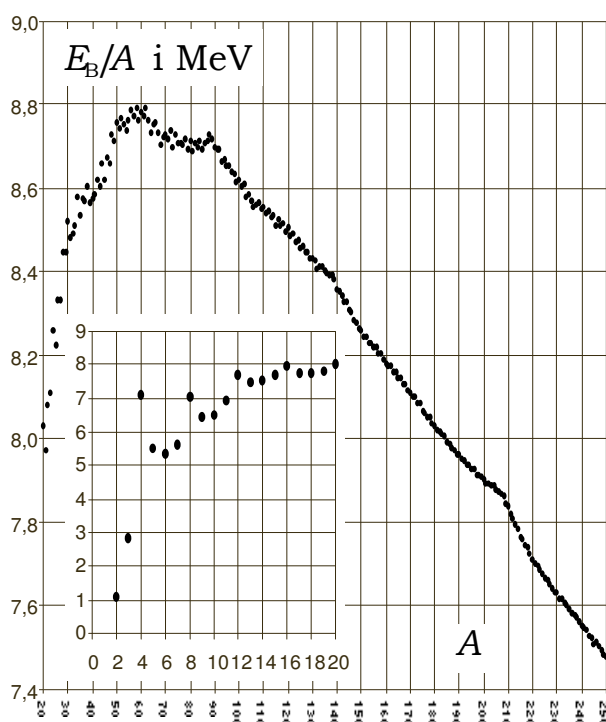


Fig. 3. Bindingsenergi pr. nukleon.

Kurven har maksimum omkring jern, $A=56$. Processer der fører i den retning, er energifrigørende. Der er således to muligheder for at få udløst energi: *fusion*, sammensmeltning, fra den lette ende og *fission*, spaltning, fra den tunge.

Sådanne processer er mulige i praksis. Alligevel betragtes først nogle tænkte processer der tydeliggør betydningen af maksimumet omkring jern.

2.9. Kernekræfter og -stabilitet

Ved spredningsforsøg (som på fig. 11) kan kerner radius bestemmes til

$$r = 1,5 \text{ fm } \sqrt[3]{A}.$$

Formlen viser at kerner volumen vokser proportionalt med antallet af nukleoner. Det betyder at nukleonerne ikke presses sammen, men lægger sig som kugler med en bestemt radius.

Det er muligt med simple kvalitative argumenter at forstå de væsentlige træk af både E_B/A -kurven og den krummede stabilitetslinie på kernekortet i databogen. Begge dele er en følge af balancen mellem de kræfter der virker mellem nukleonerne.

Mellem de positive protoner virker frastødende *elektriske kræfter*. De aftager med kvadratet på afstanden mellem ladningerne. De elektriske kræfter er *langtrækkende*. Alle protoner i en kerne bliver frastødt af hinanden.

Når en kerne på trods heraf kan holde sammen, skyldes det eksistensen af de *tiltrækkende kernekræfter*. Disse er *korttrækkende*. De virker kun mellem nukleoner der er i direkte berøring. Endvidere virker de særligt kraftigt mellem par af nukleoner og især proton-neutron-par, *pareffekten*.

Et blik på kernekortet afslører hurtigt at i den lette ende er kerner med lige mange protoner og neutroner stabile. De rummer mulighed for de særligt gunstige par af protoner og neutroner. E_B/A -kurven afslører videre at også par af protoner og par af neutroner er gunstige idet kerner med lige Z og lige N har relativ stor E_B/A .

α -partiklen er særlig stabil. Den består af to par hvor alle fire nukleoner rører hinanden. Det er så gunstig en struktur at ${}^8_4\text{Be}$ ikke kan eksistere. Den vil spontant spaltes til to α -partikler som tilsammen har større bindingsenergi end en ${}^8_4\text{Be}$ -kerne.

Forskellen i rækkevidde mellem de kernesamlende og de kernesplittende kræfter samt pareffekten er afgørende for kerner stabilitet.

Af kernekortet ses at for de tungere kerner er neutronoverskuddet stadig stigende (stabilitetslinien krummer).

Det skyldes at med stigende A vokser betydningen af den langtrækkende elektriske frastødning. Stabiliteten opnås

derfor med overskud af neutroner som øger afstanden mellem protonerne. For kerner med A over 209 er frastødningen dog så voldsom at ingen er stabile. De er i almindelighed α -aktive.

2.10. Energianalogi

Ved fusion er energiinvesteringen i forbindelse med at den elektriske frastødning skal overvindes, mindre end den energi som de tiltrækkende kernekræfter frigør når de får lov at trække nukleonerne sammen.

Det kan illustreres ved en kugle som triller over en barriere og ned i et hul. På følgende fig.5 skal kuglen have så meget kinetisk energi at den kan trille over toppen. Ved faldet ned i hullet udløses imidlertid meget mere energi end der blev investeret på vej op ad barrieren.

De virkelige kerner ruller ikke op ad bakke, men oplever en tilsvarende nedbremsning på grund af frastødningen indtil nukleonerne berører hinanden hvorefter kernekræfterne bevirker den meget hurtige opslugning og fusionen finder sted. Dette er illustreret ved de to positive nuklider forneden.

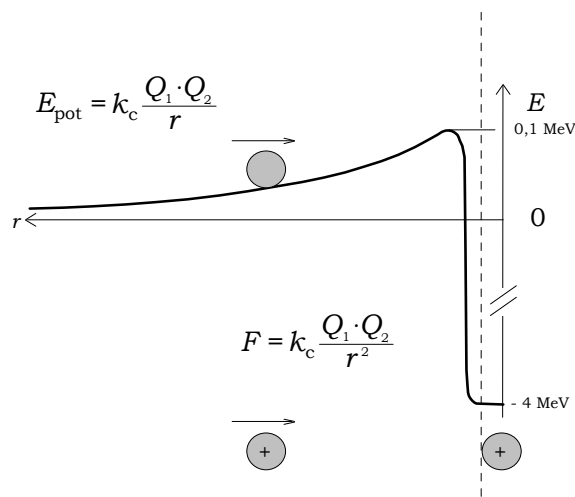


Fig. 5. Coulombbarrieren ved fusion.

Bemærk forskellen i enheden på den positive og den negative del af energiskalaen.

Barrieren kaldes coulombbarrieren fordi den skyldes coulombkræfterne (som illustreres på fig. 11).

Når fusionen er sket, spaltes de samlede nukleoner i to nye partikler hvori den samlede bindingsenergi er større (de er mere stabile). Energooverskuddet tildeles disse som kinetisk energi. Da der er tale om mikroskopiske processer ytrer den sig som højere temperatur.

Ved fission er energiinvesteringen i forbindelse med at bryde kernekræfternes tiltrækning mindre end energifrigørelsen når de to positive fissionsfragmenter derefter farer fra hinanden under påvirkning af de frastødende elektriske kræfter.

Det kan illustreres ved en kugle som smutter over en barriere hvorefter den triller ned ad en lang bakke hvorunder den modtager meget mere energi end der skulle til at skubbe den ud over randen.

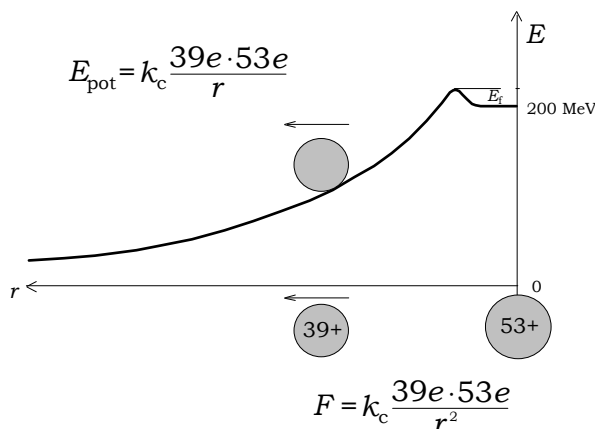


Fig. 6. Coulombbarrieren ved fission.

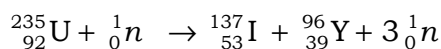
Fissionsbarrieren E_f for ^{235}U er 5 MeV. Når en neutron indfanges, frigøres der 6,4 MeV hvilket således udløser fissionen.

I begge tegninger er forholdene illustreret i et koordinatsystem hvori den ene partikel ligger stille.

2.11. Fission, reaktorer og bomber

Under visse omstændigheder kan de tunge kerner imidlertid også udvise fission. $^{235}_{92}\text{U}$ med et ulige antal neutroner vil hvis den rammes af en neutron, suge denne til sig med så stor kraft, (Opg. 10) at den opståede uro i kernen ($^{236}_{92}\text{U}$) får denne til at gå næsten midt over.

Et eksempel på en realistisk fissionsproces er følgende



Man bemærker at fissionen udløses af én neutron og resulterer i tre. Hver af disse kan, hvis de rammer $^{235}_{92}\text{U}$ -kerner, udløse tre fissioner som udløser... Der er mulighed for en selvforstærkende kædeproces! Dette blev opdaget i marts

1939 lige op til 2. verdenskrig. Muligheden for fissionsbomber med gigantisk energifrigørelse dukkede op!

Et relevant billede at se for sig er en væskedråbe i indre uro. Hvis den er ret stor, vil den let kunne gå midt over. Er den lille, vil overfladespændingen holde den sammen. *Væskedråbemodellen* var en betydningsfuld model til kernebeskrivelse og -forståelse i slutningen af 30'erne hvor meget store fremskridt i forståelsen af fissionen fandt sted lige op til 2. verdenskrigs udbrud.

Det foregik i høj grad på Niels Bohrs Institut (indviet i 1921) på Blegdamsvej i København som blev *centret* for forskning indenfor kvantefysik (i 20'erne) og kernefysik (i 30'erne).

Få måneder efter fissionens opdagelse gennemførte Bohr og Wheeler i juni 1939 den teoretiske beskrivelse af fissionsprocessen byggende på væskedråbemodellen. Denne beskrivelse stod senere sin *videnskabelige* prøve med succes. Den 1.9.1939 brød krigen ud. Og den 16.7.1945 - ved første forsøg - blev kernekræfterne sluppet løs for første gang.

I en bombe hvor der skal være så stort overskud af frie neutroner som muligt, skal indholdet af ^{235}U være meget stort, i praksis nær 100 %.

Da sammensætningen af naturligt uran er

$$^{238}\text{U}: 99,3\% \quad \text{og} \quad ^{235}\text{U}: 0,7\%$$

kræver fremstilling af en bombe en udskilning af ^{235}U , berigning. Og da den ikke kan foretages med kemiske midler, er den lille masseforskel det eneste man kan udnytte til separationen. Det var en gigantisk teknisk og økonomisk udfordring i 1940'erne.

I kontrollerede kernereaktorer behøver ^{235}U -indholdet kun være 2-3 % i tilfælde af moderering med almindeligt vand.

Ved anvendelse af tungt vand som slet ikke absorberer neutroner, behøves ingen berigning.

Iod- og yttriumisotoperne kaldes *fissionsprodukter* eller *fissionsfragmenter*.

Da stabilitetslinien krummer mod neutronoverskud for de tunge kerner, vil fissionsfragmenterne opstå med stort neutronoverskud så stort at der umiddelbart bliver nogle neutroner frigjort. I eksemplet 3 i andre forløb måske 2 eller 4.

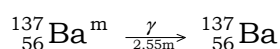
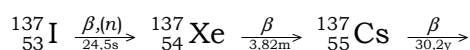
Da fissionen således startes af én neutron og resulterer i ca. 3, vil der være grundlag for en selvforstærkende, eksplosiv kædereaktion.

For nogle af fissionsprodukterne frigøres en neutron med en vis forsinkelse. For ^{235}U vil knap 1% af neutronerne udsendes med forsinkelse på fra få sekunder til knap 1 minut. Uden disse forsinkede neutroner kunne en kerne-reaktor ikke styres.

Fissionsprocesserne i kernekraftværker og atombomber producerer et stort antal forskellige fissionsprodukter. Det er karakteristisk at der er en relativ let og en relativ tung komponent. Det er meget sjældent at urankernen går lige midt over.

Fissionsprodukterne udgør det højaktive affald ved atomkraft og det både korttids- og langtidsfarlige ved atombomber og kraftværksulykker. Det skyldes at fissionsfragmenterne på grund af neutronoverskuddet er stærkt β -aktive.

For $^{137}_{53}\text{I}$ ser det sådan ud



Her ser vi oprindelsen til skolens Cs-kilde som er en γ -kilde (Ba^{m}) idet β -partiklerne (fra Cs) formentligt absorberes af en indkapsling.

Energifrigørelsen ved fissionsprocessen ser typisk således ud:

I gennemsnit:

2 fissionsfragmenter	165 MeV
5 øjeblikkelige γ -kvanter	6 MeV
7 β -partikler	8 MeV
7 γ -kvanter i forb. med β	6 MeV
7 neutrinoer i forb. med β	12 MeV
2,5 neutroner à ca. 2 MeV	<u>5 MeV</u>
I alt	202 MeV

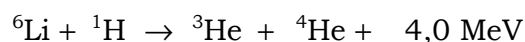
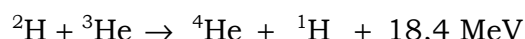
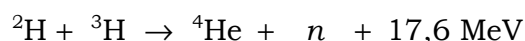
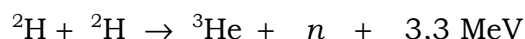
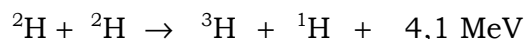
I tilfælde af styringssvigt af reaktorer, kan man i heldigste fald hurtigt standse fissionerne. Men de ca. 7% (regn efter!) af energien som stadig frigøres fra fissionsfragmenterne ved β - og γ -henfald umiddelbart efter at fissionerne er ophørt, vil det være umuligt at gøre noget ved. Man må tage imod hvad der kommer indtil det klinger af bestemt ved fissionsprodukternes egne halveringstider.

Hvis styringssvigtet er forbundet med ophør af køling af reaktoren (ved den

almindelige energitransport til turbinen), er det en meget stor energimængde at modtage i et begrænset rumfang. Det er årsagen til at styringssvigt kan antage så katastrofale dimensioner som ved [Tjernobylreaktoren](#).

2.12. Fusion, reaktorer og bomber

Realistiske fusionsprocesser for menneskeskabte processer er følgende



De to første som alene bruger deuterium ^2H , er stort set lige sandsynlige. Deuterium udgør 0,015% af de naturligt forekommende brintatomer. Det lyder ikke af meget. Imidlertid forekommer brint i enorme mængder i verdenshavene hvorfor der i praksis er overvældende meget deuterium at udvinde heraf.

De to førstnævnte fusionsprocesser fremstiller brændstof til de to følgende.

^6Li forekommer kun i ringe grad i naturen, er meget kostbart og har derfor kun interesse i forbindelse med bomber.

Vanskeligheden ved at starte fusionsprocesserne er at de to brændstofkomponenter frastøder hinanden på grund af begges positive ladning.

Det er muligt at opnå fusion ved hjælp af accelerators som skyder de pågældende kerner ind i hinanden. Energiforbruget i denne forbindelse er dog til enhver tid langt større end energiudbyttet. Acceleratorer er imidlertid det mest betydningsfulde middel til studier af kerneprocesser.

Den eneste metode der p.t. kan give energioverskud, er at hæve temperaturen så meget at varmebevægelserne kan bringe de to komponenter der skal reagere, sammen til berøring. Det drejer sig om temperaturer på karakteristisk 100 millioner °C. Fusioner under disse vilkår kaldes *termonukleare* processer.

Når de først er startet, vil energifrigørelsen fra fusionsprocesserne kunne blive selvvedligeholdende (reaktor) eller selvforstærkende (bombe).

I en brintbombe startes fusionsprocessen ved at bringe en fissionsbombe til eksplosion i centrum af det termokleare brændstof.

I fusionsreaktorer som har en overvældende forskning bag sig (det afgørende er dog imidlertid hvor megen forskning de endnu har foran sig!) antændes fusionsprocesserne enten ved hjælp af flere fokuserende lasere eller ved elektromagnetiske metoder. Man forestiller sig at holde brændstoffet som er fuldstændigt ioniseret (i plasmafasen), sammen ved hjælp af magnetfelter. De endnu uløste problemer i forbindelse med beherskelsen af fusionsenergien er overvældende.

2.13. Fusion i stjernerne

Himlens stjerner lyser som følge af fusionsprocesser.

Efter The Big Bang var der ikke andet stof end 80 % almindeligt brint og 20 % helium.

Ved fusionsprocesserne dannes der tungere stoffer, dog kun op til jern som vi har set.

Men faktisk finder vi alle de mulige 92 grundstoffer i vores eget solsystem, så vi må spørge hvor de kommer fra.

Formålet med næste kapitel er at vise hvordan stjernerne også kan frembringe disse tunge grundstoffer.

Og så afslutter de tungeste stjerner gavmildt deres stjerneeksistens som supernovaeksplosioner som spreder tunge grundstoffer ud i verdensrummet. De indgår så i nye stjernedannelser, således at nydannede stjerner – og tilhørende planeter – får et stadigt større indhold af tungere stoffer.

Men stadig er almindelig brint langt det hyppigste atom i universet.

3. Nukleosyntese

3.1. Big Bang

Se <http://www.cozmo.dk/time1.html> :

10^2 s	Protoner og neutroner fusionerer og resulterer i 20% heliumkerner og 80% brintkerner.
10^3 s	Universet er nu så afkølet, at de fleste kerneprocesser er ophørt.

Så hengår ca. en million år:

10^6 år	Dannelsen af de første storskala-strukturer påbegyndes.
-----------	---

Disse storskalastrukturer er ujævnheder i stofkoncentrationen. Der hvor der er en større koncentration af stof, vil stoffet tiltrækkes mod et fælles tyngdepunkt.

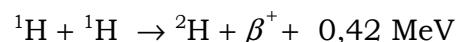
Hvis stoffet samtidig roterer, vil der dannes skiveformede stofansamlinger. Det fører til galakser og inden for disse til stjerner, evt. med planeter omkring som vores solsystem.

3.2. Stjernedannelse

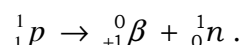
Når store mængder stof samles under fælles gravitationstiltrækning - de falder så at sige ind mod hinanden - så udløses potentiel energi som bliver til indre energi, altså højere temperatur.

På figur 7 er givet et overblik over stjerners livsforløb afhængigt af deres oprindelige masse M i forhold til massen $M_{\odot}$ af vores sol. (Astronomer bruger symbolet $\odot$ for vores sol.)

Da ^1H -kerner er dem med mindst ladning, er det dem der først opnår at støde sammen. Hvis stofmængden er tilstrækkelig stor, vil temperaturen på et tidspunkt nå 10^7 K. Så går der gang i fusionerne. Den første er



I denne omdannes en proton til en neutron og en positron β^+ (elektronens antipartikel)



Det er en β -proces med meget ringe sandsynlighed.

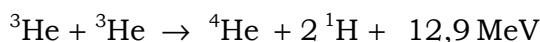
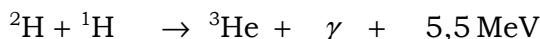
Energifrigørelsen fra denne proces hæver temperaturen yderligere. Derved stiger trykket og sammenfaldet standser.

(β -processens ringe sandsynlighed har en følge som vi lige *en passant* vil påskønne:

Hvis der ikke var denne meget træge start på fusionsprocesserne, ville verdensrummet godt nok byde på et sandt festfyrværkeri af stjerner som eksploderede lige så snart fusionsprocesserne startede. Men der ville ikke være nogen til at nyde det, for de perioder hvori liv kunne udvikle sig på de omkringkredsende planeter, ville ikke forekomme.)

Under denne første fusion befinder stjernen sig i en stabil periode hvori ^1H efterhånden omdannes til ^2H . Efter en systematik som vi ikke kommer nærmere ind på her, kaldes denne fase for hovedseriefasen (jf. fig. 7). Denne fase er den længste i stjernens liv. Der er vores 4,5 mia år gamle sol nu, og halvvejs igennem hovedseriefasen.

I slutningen af hovedseriefasen og ved en mindre temperaturstigning vil stjerner producere He ved processerne

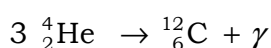


Denne her skitserede proces som starter med to protoner og ender med ^4He , kaldes *pp*-processen.

Tungere stjerner behøver en højere temperatur i centrum for at afbalancere den større masse. Derfor går processerne hurtigere og deres livscyklus er kortere selvom de har mere stof at omsætte, se figur 7. I dem foregår foruden *pp*-processen også en såkaldt CNO-proces som omdanner H til He.

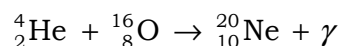
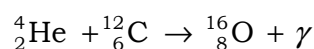
For alle stjerner gælder at når der ikke er mere ^1H i stjernens indre, og de første fusionsprocesser derfor ophører, så vil gravitationen igen trække stoffet sammen. Igen udløses potentiel energi og temperaturen stiger. Hvis stjerne-massen er under $0,4 M_{\odot}$, bliver temperaturen ikke høj nok til at yderligere fusioner kan starte, og stjernen ender som en kompakt masse af helium som til at begynde med er meget varm, den er en hvid dværg. Efterhånden køler den af og bliver en brun og senere sort dværg.

Stjerner med $M > 0,4 M_{\odot}$ opnår ca. 10^8 K hvor to He-kerner kan nå hinanden så at He-fusion kan starte. Det er den problematiske triplealpha-proces (jf. [Nathans artikel](#)):



I denne fase, kaldet kæmpestjerne-fasen, går processerne hurtigere. Vores sol kan ikke opnå temperaturer hvor flere fusioner kan starte, og den ender sine dage i et såkaldt heliumflash; det er en beskeden(!) stjerneeksplosion hvor en del af solens stof slynges ud i rummet. Solen bliver så en hvid dværg, og ender som en sort (kold) dværg med en kompakt kerne af carbon.

Jo større kerneladning, desto højere temperatur er nødvendig for at fusionerne kan starte. Når større stjerner er færdige med at forbrænde He til C falder de yderligere sammen med højere temperatur til følge, og de næste fusioner sætter ind:



og flere til hvis massen M er stor nok.

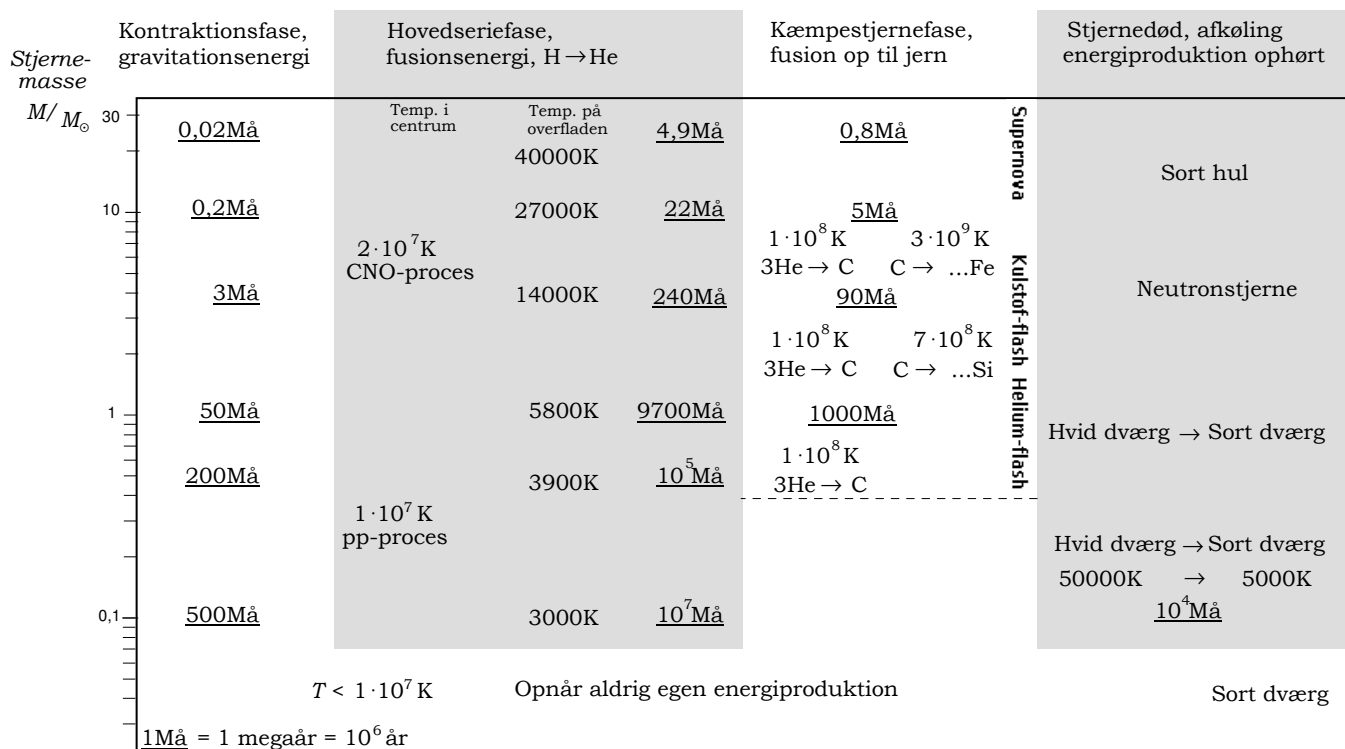
Hver gang et brændstof er brugt op, falder stjernen sammen med temperaturforøgelse til følge hvorefter den næste fusion kan sætte ind.

3.3. Supernovaer

Ifølge fig. 3 kan fusioner forløbe med energifrigørelse indtil omkring $A = 60$ (jern). Det sker for meget tunge stjerner, $M > 9 M_{\odot}$. De ender deres dage som supernovaer. En supernova er en gigantisk eksplosion hvor en stjerne kan lyse op på himlen i nogle uger så den endog kan ses om dagen. Store supernovaer kan i en kort periode udsende lige så meget lys som hele resten af deres galakse. Universet beriges ved disse eksplosioner ikke blot med grundstoffer som er dannet i stjernen, men også med grundstoffer der dannes under selve supernovaeksplosionen.

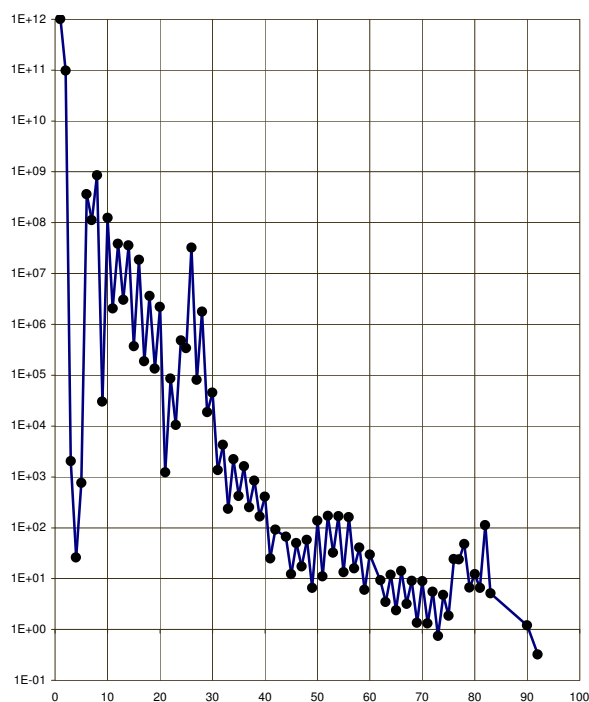
Disse grundstoffer som jo ikke var i universet fra begyndelsen, kan så indgå i dannelsen af nye solsystemer. Og det er hvad vi ser i vores solsystem. Uden disse ville livet være udelukket.

Grundstofsammensætningen i vores solsystem er vist på figur 8. Man ser en tydelig top omkring $Z = 26$, jern. Grundstofferne hertil kan dannes ved fusioner i stjerner. Men man ser jo også meget tungere grundstoffer. I 3.4 og 3.5 ser vi på de processer som har fundet sted i den supernova der har velsignet os med de grundstoffer uden hvilke vi ikke var til.

Fig. 7, stjerneskebner afhængigt af stjernemassen M i forhold til solens masse $M_{\odot}$ (skalaen til venstre)

Mønstret i figur 8 er det samlede resultat af flere processer.

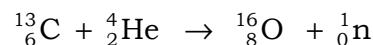
Den tydelige top omkring jern er et klart tegn på at fusionerne er løbet til ende i overensstemmelse med maksimum for E_b/A her.

Fig. 8, Grundstofsammensætningen i vores solsystem, 1.aksen: Z , 2.aksen: det relative antal atomer i forhold til H som er sat til 10^{12} .

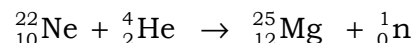
Stoffer der er tungere end jern kan ikke dannes ved fusion. Men de vil kunne dannes ved neutronbestråling. Neutroner bliver ikke frastødt af de positive kerner og kan uden videre ramme en kerne og blive optaget i den. Det giver muligheder! Og man har identificeret en langsom neutronbestråling, s-processen (s står for "slow") og en hurtig neutronbestråling r-processen (r står for "rapid").

3.4. s-processen

I kernerne omkring jern er der flere neutroner end protoner. Det er der ikke ved fusionernes start fra brint og helium. Bundne neutronerne dannes ved β^+ -henfald. Frie neutroner er en mangelvare. Der kan dog findes enkelte kerner som opstår ved fusion og som resulterer i udsendelse af en fri neutron, så som

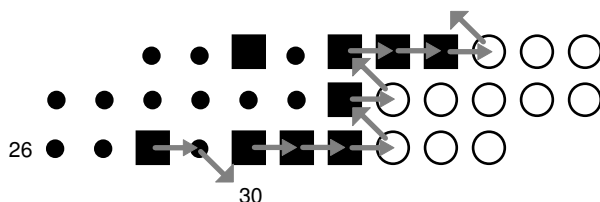


og



Men frie neutroner er sjældne, og vi må forestille os at en radioaktiv kerne som er opstået ved en neutronindfangning, når at β -henfalde inden den rammes af endnu en neutron.

Dermed kan vi følge en bane af isotoper som kan dannes ved s-processen, f.eks. fra starten omkring jern:



længere oppe/til venstre på disse linier bliver ikke befolket af r-processen.

Bemærk så at tin-isotoperne befolkes af processer som det fremgår under skemaet.

N	62	64	65	66	67	68	69	70	71	72	74
A	112	114	115	116	117	118	119	120	121	122	124
hyp	1,01	0,67	0,38	14,8	7,75	24,3	8,6	32,4	-	4,56	5,64
				s	sr	sr	sr	sr		r	r

Sn-116 som kun dannes ved s-processen er godt nok dobbelt så hyppig som Sn-117 som dannes ved begge. Men her skal man huske at Sn-116 er lige. Den er kun ca. halvt så hyppig som Sn-118 og Sn-120 som befolkes af begge.

Så kan man ellers gå på jagt efter tegn på disse processer. Det er det første skridt ind i et område hvor vi kan kigge Vorherre i kortene. Han har – og da var jeg lige ved at bande – gjort det godt:

Han har gjort fusionen forbi He så besværlig at ikke alt stoffet brændte af allerede under The Big Bang.

Han har sikret at den første *pp*-proces var så langsom at ikke alle de dannede stjerner fattede af med det samme.

Han har fundet på at sætte stoffet i rotation (han har endnu ikke fortalt os hvordan) således at det forblev i store skiveformede strukturer, galakser og solsystemer, i stedet for at klaske sammen til én stor klump.

Han har sørget for at de galaktiske storskalastrukturer blev af en sådan størrelse i forhold til tyngdekraften at der både blev dannet fabrikker til tunge grundstoffer, supernovaer, og mindre og fredeligere stjerner, som vor egen, med en levetid og energiudstråling så livet havde en chance.

Han har ... – og her syns jeg I skal føje til hver gang vi støder på forunderlige træk. Der er ufattelig mange flere både i denne (jf. [Nathans artikel](#)) og i andre sammenhænge.

3.6. Aldersbestemmelser

I må have undret jer over hvordan man kan bestemme de store afstande og de store tidsrum som vi slynger om os med når vi beskriver vores univers. Her kommer et eksempel på en aldersbestemmelse.

På vores jord findes de to uranisotoper ^{238}U og ^{235}U . I rammen nedenfor kan I se at ^{235}U er meget sjælden i forhold til ^{238}U (Abundance: forekomst).

Af halveringstiderne (half-life) ses at ^{235}U henfalder hurtigere end ^{238}U . Med tiden vil ^{235}U altså blive endnu mere sjælden. Men hvis vi tænker tilbage i tiden, så var ^{235}U ikke nær så sjælden.

Uran kan kun dannes ved supernovaeksplosioner. Hvis vi antager at vores uran stammer fra én supernovaeksplosion, og at der ved denne blev skabt lige meget af de to isotoper, så kan vi finde ud af hvor længe det er siden at denne voldsomme begivenhed fandt sted.

I dag er der jo ikke lige meget. Og jo ældre vores uran er, desto større er forskellen.

Opgave 17 kan regnes med følgende oplysninger:

92-U-238

- Atomic Percent Abundance: 99.2745%
- Half life: 4.468E+9 years
- Mode of decay: [Alpha](#) to [Th-234](#)
- Decay energy: 4.270 MeV

92-U-235

- Atomic Percent Abundance: 0.720%
- Half life: 703800000 years
- Mode of decay: [Alpha](#) to [Th-231](#)
- Decay energy: 4.679 MeV

Data i rammen er fundet på <http://atom.kaeri.re.kr/>

Her kan I søge på enhver isotop. Jeg har søgt på U-238 og U-235 (og foretaget et udvalg af de mange oplysninger).

4. Atomfysik

4.1. Indledning

Renæssancen bragte en kolossal ændring af naturbeskrivelsen med sig. Galileis program blev i første omgang fuldendt med *Newtons mekanik*, Principia 1687, kaldet den klassiske mekanik.

I næste omgang blev elektromagnetismen (herunder lys) efter H. C. Ørstedes opdagelse i 1820 beskrevet ved *Maxwells elektromagnetiske love*, 1864 (se *De europæiske ideers historie* hvis I har fået den udleveret), kaldet den klassiske elektrodynamik.

Disse to områder, mekanik og elektrodynamik kaldes tilsammen *den klassiske fysik*. (NB. i historisk og litterær sammenhæng betyder klassisk den græske og romerske oldtid!)

I den klassiske fysik som holder frem til ca. år 1900, identificeres naturens mekanismer med matematikkens abstrakte sprog. Disse mekanismer er "selvkørende". Men de kan gennemskues af naturvidenskaben som således stående udenfor kan se hvor de fører hen. Naturens gang kan forudsiges.

Denne skarpe opdeling af natur og iagttagelse har Descartes i sine Meditationer 1641 udvidet til at gælde ikke blot for naturens mekanismer, men for naturen som helhed. Naturen, verden, *res ekstensa*, eksisterer for sig selv således som "vi" ser den; "vi": den del af os, *res cogitans*, som ser den.

Og, hånden på hjertet, sådan må det da være! Filosofien har godtnok til alle tider problematiseret spørgsmålet om omverdenens art og eksistens - interessante overvejelser, men naturvidenskab må da dyrkes på det ovenfor beskrevne grundlag.

NEJ! Videnskabens krav om en modsigelsesfri sammenfatning af de iagttagelser vi kan gøre i naturen, tvinger os væk fra Descartes' opdeling. Descartes vil blive nævnt jævnlige i det følgende fordi det er hans naturopfattelse som skal udryddes! Også inden i os! (De hårde ord der herefter bliver hæftet på Descartes, er ikke et udtryk for respektløshed over for ham som tænker. Han var et lys i sin tid. Det er et forsøg på at sparke hårdt til tilvante synspunkter (efter Descartes) som er uforenelige med de nye kendsgerninger i atomfysikken.)

Naturvidenskaben har i de seneste ca. 100 år stillet sig på et helt andet grundlag end det som er så solidt indbygget i os gennem den klassiske fysiks succes - og som vi stadig lever vort hverdagsliv på.

Det er håbet at resten af dette hæfte vil føre den tænksomme læser frem til en indsigt i det rystende dilemma som den moderne naturiagttagelse har stillet os over for, og som i skarp modsætning med Descartes opdeling placerer os uadskilleligt som samtidige iagttagere og medskabere af naturen.

Hva? Det *må* da vække nysgerrighed? Vi lister os ind på problemerne:

Den moderne fysiks fænomener begyndte at vise sig i slutningen af forrige århundrede, *røntgenstråling* i 1895, *radioaktiviteten* i 1896 og *elektronen* i 1897.

Det stod imidlertid ikke straks klart at disse fænomener ikke kunne indpasses i den klassiske fysik. Den almindelige opfattelse i slutningen af det 19. århundrede var at man med de klassisk-fysiske metoder snart ville kunne forstå verden til bunds.

I år 1900 fødtes kvantefysikken faktisk (se 4.3). Men ingen kunne ane hvor det skulle føre hen. Kun kunne man ane at anomalierne begyndte at vælte ind over videnskaben. I 1905 syntes lyset at være partikler! (igen 4.3). Forestillingerne om den snarlige totale verdensforståelse blev afløst af den totale desorientering.

Men i løbet af ca. 30 år dukkede en helt ny fysik gældende for denne verdens mindste dele gradvist op, en fysik som helt fundamentalt måtte ændre vores forestilling om vores placering i verden (ud med Descartes!).

Herefter er verden blevet meget større, ja forunderligt uendeligt meget større.

4.2. Niels Bohr

Man kan naturligvis ikke give en enkelt person æren herfor. Alligevel er det oplagt at koncentrere fremstillingen omkring *Niels Bohr* (1885 - 1962) som i 1913 med åbne øjne definitivt forkastede den klassiske fysik som grundlag for forståelsen af atomer og chokerede fysikerverdenen med sin *atommodel*. Og som senere i 1927 med sit filosofiske *komplementaritetsprincip* løste de logiske konflikter som indtil da havde plaget videnskaben.

De for Bohrs gennembrud i 1913 væsentligste forudsætninger som bliver behandlet i det følgende, er

- opdagelsen af varmestrålingens *kvantisering* i 1900 og introduktionen af *fotonen* i 1905, (4.3),
- endelig afgørelse vedrørende *atomets* eksistens i 1905, (4.4),
- påvisning af *atomkernens* eksistens i 1909 (4.5) og
- atomernes smukke liniespektre, kendt i mange årtier (4.6).

4.3. Fotonen, fotoelektrisk effekt

Indtil år 1900 mente man at den elektromagnetiske stråling, den der udgik fra varme legemer, varmestrålingen, det synlige lys, m.m. kunne forekomme i vilkårlige størrelser. Men i dette år opdagede Max Planck at energien i varmestrålingen knyttet til en bestemt frekvens kun kunne udsendes i portioner af størrelsen $h\nu$, hvor h er Plancks konstant, og ν er strålingens frekvens. Den var *kvantiseret*. Dermed fik strålingen en atomistisk natur ligesom stoffet.

Det var starten på *kvantefysikken*, dog uden at konsekvenserne fra starten blev forstået.

I 1905 gik *Einstein* (1879 - 1955) et stort skridt videre i beskrivelsen af lys og indså teoretisk at energiudveksling mellem lys og stof (både lysabsorption og -emission) foregår i tilsvarende *portioner*, *kvanter* med energien

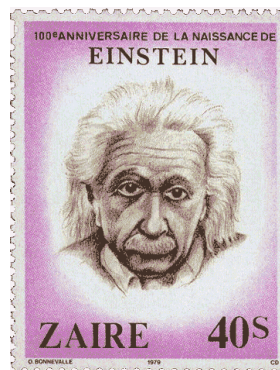
$$E = h\nu \quad (1)$$

Dermed fik lys karakter af at være partikler, *fotoner*.

Senere indså Einstein at disse fotoner kunne tilskrives bevægelses-

mængden $p = h\nu/c$ hvorved partikelaspektet var iøjnespringende.

Den fotoelektriske effekt er navnet på den proces hvor en foton afleverer hele sin energi til en elektron. Den kan påvises ved at belyse en amalgameret (kviksølvbehandlet) zinkplade med lys fra en kviksølvlampe.



Pladen fig. 10 berøres med en ledning fra minuspolen på en højspændingskubbe.

På figuren viser små minusser hvorledes

overskuddet af elektroner derved fordeles sig rundt i de metaldele som er i ledende forbindelse med hinanden. Det forklarer hvorfor elektroskopet giver udslag. Faktisk vil overskuddet af elektroner skubbe elektroner i den ydre ring ned i jorden således at den bliver positiv.

Lys fra en *kviksøvlampe* kan nu aflade den. Men hvis lyset sendes igennem en glasplade eller der bruges lys fra en *glødelampe* (evt. en OHP), så aflades pladen ikke.

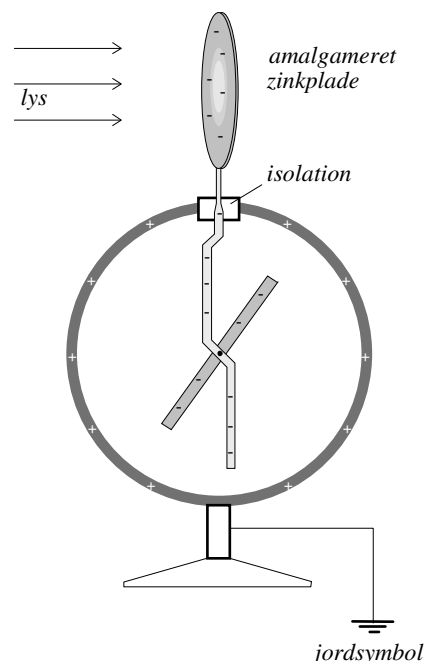


Fig. 10. Negativt opladet zinkplade på elektroskop.

Kviksølvlys uden glas kan altså overføre tilstrækkeligt energi til at elektro-

nerne kan frigøres. Når pladen er negativ, frastødes de og forsvinder. Pladen aflades.

Hvis pladen selv oplades *positivt*, vil lys ikke kunne aflade den; der bliver ikke frigjort positive partikler. Elektronen der måtte blive frigjort vil trækkes tilbage til den positive plade hvis ladning forbliver uændret.

Glaspladen lader al det synlige lys passere, så det må være en usynlig bestanddel af Hg-lampens lys der gør forskellen.

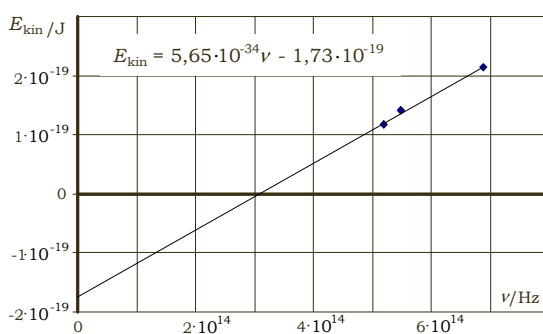
En spektralanalyse af kviksølvlampen med et kvartsprisme viser at den udsender ultraviolet lys. Ultraviolet lys bliver absorberet af glaspladen. En glødelampe udsender ikke UV-lys. UV-lys har en mindre bølgelængde og altså højere frekvens end synligt lys. I overensstemmelse med Einsteins hypotese vedrørende den *fotoelektriske effekt* (1) fra 1905 afleverer kviksøvlampen sin energi i større (men evt. meget færre) portioner end glødelampen.

Elektronerne er bundet til metaller, løst til Hg, fastere til andre metaller. Løsrivelsesarbejdet A_L er den energimængde der behøves for at fjerne en elektron fra metallet. For den ultraviolette del gælder at $h\nu$ er større end løsrivelsesarbejdet for amalgameret zink. De yderste elektroner der rammes af lyset kan altså løsrives. De kommer så ud med den energi der er tilbage efter løsrivelsen, dvs.

$$E_{\text{kin}} = h\nu - A_L \quad (2)$$

for de frie elektroner.

Denne sammenhæng kan vi faktisk måle i en laboratorieøvelse her på skolen. Det kræver lidt forståelse af elektriske felter. Jeg har fundet nogle gamle målinger her i Excel-behandling:



E_{kin} er målt for tre forskellige frekvenser. Grafen bekræfter (2). Det ses at hældningskoefficienten er tæt på h og at løsrivelsesarbejdet er $1,73 \cdot 10^{-19}$ J.

OHP-lys kan ikke aflade en negativ plade selvom en hånd i lysstrålen måske kan mærke at energistrømmen fra OHP-lampen er større end fra kviksøvlampen. De enkelte kvanter $h\nu$ er ikke store nok. Og så nytter det ikke der er mange af dem. Det er arten ikke mængden af energi.

Med en Hg-lampe vil E_{kin} ikke vokse hvis lampen rykkes tættere på. Der vil så blot løsrives flere elektroner pr. tid. Og effekten hører ikke op selvom Hg-lampen flyttes langt væk. Der vil blot frigøres færre pr. tid. Denne energikoncentration er en oplagt partikelegenskab. Energien afleveres på den enkelte elektron. Det kan bølger slet ikke. Bølger kan ikke aflevere energi til genstande som er meget mindre end bølgelængden. Bundgarnspæle bliver fint stående i høj sø. Bølgelængden af UV-lys er ca. 200-400 nm. Atomers størrelse er ca. 0,1 nm - og så elektroner!

På den anden side besidder lys oplagt **bølgeegenskaber** idet der dannes interferensstriber bag en dobbeltspalte, mere i 5.1.

Interferensstriber af skiftevis konstruktiv og destruktiv interferens er et bølgefænomen. Hvis den ene spalte dækkes, forsvinder striberne. Det kan ikke betyde noget for en partikel om den spalte partiklen ikke passerer igennem, er åben eller lukket.

Vi står over for et åbenbart paradoks.

Det er en [Kuhnsk anomali](#) af værste skuffe¹. Til at begynde med stod det helt uklart i hvilken retning man skulle søge efter en løsning. Med Bohrs atommodel i 1913 fik paradokset ny næring, og det blev et paradoks som fremstod klarere og klarere i årene 1913-1927 og som var drivkraften bag en helt enestående dramatisk periode i videnskabens historie. I 1927 løste Niels Bohr paradokset i en logisk modsigelsesfri forståelsesramme, *komplementaritet*, som imidlertid er så radikal at en del fysikere stadig føler sig [plaget af situationen](#).

Vi fortsætter her med forudsætningerne for gennembruddet i 1913 og følger herefter skærpelsen af paradokset frem til 1927.

¹ [Videnskabsteori](#)

4.4. Atomers eksistens

Forestillinger om at stof består af atomer, mindste udelelige bestanddele, kendes tilbage fra *Demokrit* (450 - 370). Oldtidens største videnskabelige autoritet, *Aristoteles* (384 - 327), mente derimod at stoffet var kontinuert sammensat. (Hans autoritet varede ved til renessancen i 1500-tallet)

Begge forestillinger har eksisteret i fysikken siden da og indtil 1905 hvor *Einstein* offentliggjorde en teori for de [brownske bevægelser](#). Den viste at de brownske bevægelser kunne forklares ved stød fra molekyler som bevægede sig i et tomt rum.

Beskrivelsen var så gennemført og overbevisende at der herefter var almindelig enighed om at stoffet bestod af mindstedele som bevægede sig eller svingede, hurtigere jo højere temperatur.

4.5. Atomkernens eksistens

I 1897 havde *J. J. Thomson* (1856 - 1940), professor i Cambridge, opdaget *elektronen* som han påviste var en bestanddel af alt stof. Da den var negativ, kunne den ikke selv være et atom (verden er neutral!). Dens eksistens gav derfor ikke afgørende bidrag til spørgsmålet om atomers eksistens.

Da atomet blev påvist i 1905 (4.4), var spørgsmålet så hvorledes elektronerne var til stede i atomer - som altså så alligevel ikke var udelelige.

Den første model for atomets indre struktur var faktisk allerede præsenteret i 1903 af netop Thomson. Han antog at atomet bestod af en kugle af masseløs, positiv ladning modsvarende elektronerne negative. Atomets masse skulle således alene bestå af elektronerne masse. Han regnede dermed med at atomerne indeholdt flere tusinde elektroner (brint små 2000).

Det var Thomson selv der i 1906 i forbindelse med en teori om spredning af røntgenstråler i gasser, opdagede at denne forestilling var gal. Han bestemte antallet af elektroner pr. atom korrekt, men havde ingen teori om hvor atomets masse så skulle findes.

I Manchester hvor Rutherford var professor, havde radioaktivitet hovedinteressen. Den var opdaget i 1896 af Becquerel. Især eksperimenterede man

med α -stråling, herunder dens passage gennem stoffer.

Atomkernen blev opdaget som en sideeffekt af disse studier. I 1909 opfordrede Rutherford en 20-årig førstestuds-studerende, Marsden, til at forfølge nogle bemærkelsesværdige resultater af spredning af α -partikler på tynde guld- og aluminiumsfolier. Man undersøgte α -partiklernes nedbremsning i foliet, men havde opdaget at ganske få af α -partiklerne blev meget kraftigt afbøjet, ja enkelte blev ligefrem kastet tilbage.

På disse eksperimenter blev den unge mand kendt i eftertiden. Herved opdagedes nemlig kvalitativt at stort set hele atomets masse og hele den positive ladning var koncentreret inde i atomets midte.

De eksperimenter og beregninger som man i Manchester udførte fra 1909 til 1911 afslørede at α -partiklerne (hvis ikke de bevægede sig helt ind og ramte kernen) bevægede sig helt i overensstemmelse med den klassiske teori for elektriske kræfter (coulombkræfter) omkring en punktladning.

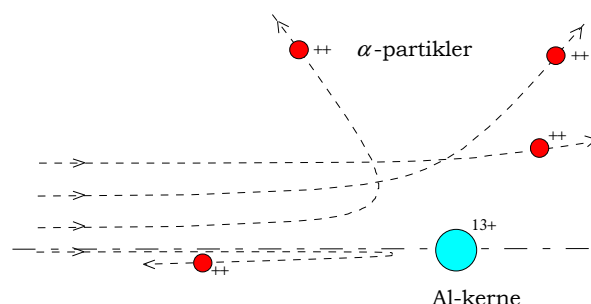


Fig. 11. Fire α -partiklers afbøjning i coulombfeltet omkring en positiv kerne, Al^{13+} .

Ved tilstrækkelig stor α -energi kunne α -partikler nå ind og berøre kernen. Disse α -partiklers afbøjning afveg klart fra afbøjningen i coulombfeltet hvorved kernens størrelse afslørede sig, se 2.9.

Derved viste det sig at kernen var ca. 30 000 gange mindre end atomet.

I 1911 offentliggjorde Rutherford den såkaldte *kernemodel* hvor navnet *atomkerne* introduceredes.

Modellen gik ud på at kernen i midten af atomet med al massen og med en positiv ladning fastholdt et antal negative elektroner som kredsede omkring kernen som planeterne omkring solen.

Samenligningen med planeterne var uundgåelig, for således måtte det for-

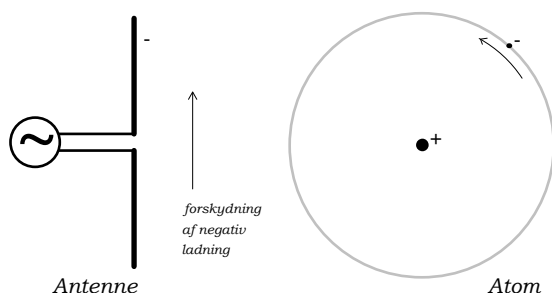
stås på grundlag af den klassiske fysik. Og man havde ikke andet grundlag.

Offentliggørelsen skete til trods for at modellen manglede forklaring på i hvert fald to alvorlige problemer i forhold til den klassiske fysik.

Problemerne var:

1. Strålingsproblemet:

En cirkulerende elektron betyder en ladning der bevæger sig frem og tilbage som ladningerne svinger i en antenne.

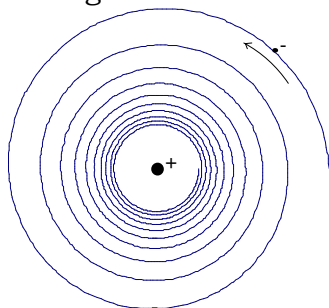


En antenne udsender elektromagnetiske stråling som fjerner energi fra det svingende system. Dette er meget velbekræftede følger af Maxwells ligninger.

En cirkulerende elektron vil ligeledes udsende elektromagnetiske stråling og miste energi.

Hvis en satellit anbringes i en så lav bane at den ikke er helt uden for atmosfæren, vil den miste energi ved luftmodstanden og tabe højde. Den vil derfor med stadig mindre omløbstid (voksende frekvens) spiralere ind mod jorden og til sidst styrte ned.

Tilsvarende vil en elektron der mister energi, spiralere ind mod kernen med stadig voksende frekvens for til sidst at forene sig med kernen og neutralisere dennes ladning.



Klassisk (ifølge Maxwells ligninger) ville man forvente en udstråling med en frekvens lig med omløbsfrekvensen. Altså kontinuert voksende frekvens.

Man skulle altså se et kontinuert spektrum. Man ser intet i almindelighed, og hvis man påvirker atomer til at udsende lys, så ser man et linespektrum.

Og på grund af strålingen måtte atomet falde sammen til kernens størrelse. Atomer er ca. 30 000 gange større end kerner. Og vedbliver at være det!

Det er så det andet problem:

2. Stabilitetsproblemet:

Hvorfor falder atomet ikke sammen til kernens størrelse? Og hvorfor er alle atomer af samme grundstof lige store? En planet kan jo dog befinde sig i en hvilken som helst afstand fra solen.

4.6. De forunderlige spektrallinier

Den sidste betydningsfulde forudsætning for Bohrs atomteori var grundstoffernes spektre. Om opfattelsen af disse i begyndelsen af århundredet genkaldte Bohr sig i 1950'erne følgende:

»Man mente, at spektre var herlige, men at det var umuligt at komme videre her. Ligesom når man har med en sommerfugls vinge at gøre, er den meget regelmæssig med farver osv., men ingen troede, at man kunne nå ind til biologiens kerne ved hjælp af farverne på en sommerfugls vinge.«

Det var da også forskere i periferien, kan man roligt sige, der bragte fremskridt på dette område. En af disse var *Balmer*, lærer på en pigeskole i Basel.

Men netop Balmers opdagelse skulle komme til at spille en afgørende rolle, så den opholder vi os lidt ved.

Balmer (1825-1898) offentliggjorde i 1885 (Bohrs fødselsår) en formel for de 4 dengang kendte brintlinier (af hvilke i hvert fald de 3 kan måles i et gymnasieeksperiment)

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (3)$$

hvor λ er liniens bølgelængde, R er en eksperimentelt bestemt konstant (*Rydbergs konstant*, $R=1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$), og n_1 og n_2 er positive hele tal hvor $n_1 < n_2$.

Det er ret fantastisk at Balmer foreslår denne komplette formel (som anviser uendeligt mange linier) på baggrund af kun 4 kendte linier. Det er de synlige, og de fremkommer for $n_1=2$ og $n_2=3, 4, 5$ og 6.

Alle [senere fundne linier](#) i brintspektret passer på det smukkeste ind i Balmers formel. For $n_1=1$ (og $n_2=2, 3, 4, \dots$) fremkommer en ultraviolet serie, mens $n_1=3, 4, \dots$ giver infrarøde serier (jf. Databogen).

4.7. Bohrs entré

Niels Bohr kom i 1912 til Manchester angiveligt for at studere radioaktivitet. Rutherford satte også ham til at eksperimentere med α -partiklers nedbremsning. Han var imidlertid utilfreds med resultaterne i laboratoriet og besluttede at sætte sig hjem og tænke og regne i stedet.

Og som det så tit går - og som det gik med atomkernen - så kommer det virkeligt epokegørende som uventede sidespor. Det var α -partiklers nedbremsning der var det stadige mål. Men for at forfine beskrivelsen heraf behøvede Bohr i stigende grad en forståelse af hvorledes de elektroner som nedbremses α -partiklerne, befinder sig i og fastholdes i atomet.

Men den forståelse eksisterede ikke. Rutherfords kerneatommodel var på det tidspunkt det bedste bud. Og her gik Bohr så i stå i sine beregninger på grund af modsigelserne i modellen (strålings- og stabilitetsproblemerne).

Men netop af modsigelser blev han altid stærkt draget: Jo tydeligere dilemmaet toner frem, desto klarere bliver det hvilke brud med hidtidig tankegang det vil være nødvendigt at foretage. Han betonedede mere og mere overbevist at man ikke kunne forvente at den klassiske fysik ville kunne give et tilstrækkeligt grundlag til forståelse af atomer.

Det skulle imidlertid være et vink udefra der som lyn fra en klar himmel fik tingene til at falde på plads. Den 7. februar 1913 sendte han Hevesy en liste over "de ideer, jeg har brugt som grundlag for mine beregninger" hvori spektre ikke er nævnt. Få dage efter henledte en ét år yngre studiekammerat på København Universitet hans opmærksomhed på Balmers formel for brints spektrallinier. Det var nøglen til forståelsen: Den 6. marts var han færdig med den artikel som indeholdt tolkningen af denne formel, og som markerer begyndelsen til *kvanteteorien for atomets struktur*.

De vigtigste træk af denne kvanteteori for atomet bliver behandlet i næste afsnit. For lige at fastholde de væsentligste begivenheder, og ikke mindst de tilknyttede personer, citeres her fra *Abraham Pais: Niels Bohr og hans tid*,

Spektrum, 1994, hvori han om Niels Bohr siger:

"Som skaber er han en af de tre mænd, uden hvem fødslen af den for det 20. århundrede så specifikke tænkemåde, kvantefysikken, ville være en umulighed. De er, i aldersrækkefølge: Max Planck, den nølende revolutionære, kvanteteorien opdager, der ikke med det samme indså, at hans kvantelov betød slutningen på den æra i fysikken, som nu kaldes den klassiske; Albert Einstein, opdageren af lyskvantet (fotonen), grundlæggeren af det faste stofs kvanteteori, der med det samme erkendte, at den klassiske fysik havde nået sine grænser, en situation, han aldrig kunne affinde sig med; og Bohr, grundlæggeren af kvanteteorien om stoffets struktur og straks bevidst om, at hans teori anfægtede hellige klassiske begreber, hvorfor han øjeblikkeligt gik i gang med at søge efter bindeled mellem det gamle og det nye, hvilket han opnåede med betydelig succes i sit korrespondensprincip.

Hvor forskellige var ikke deres personligheder. Planck, på mange måder den konventionelle universitetsprofessor, der holdt sine forelæsninger og uddannede sine Ph.D.'er. Einstein, der sjældent var ensom, men for det meste alene, som faktisk ikke brød sig om at undervise og aldrig producerede en doktorafhandling, let at komme i kontakt med og dog til stadighed på egne veje, altid venlig og alligevel fjern. Og Bohr, der hele tiden havde brug for andre fysikere, især unge, til at hjælpe sig til at formulere sine egne tanker, mens han altid gavmildt hjalp dem med at få styr på deres, ikke så meget en underviser eller vejleder, men en inspirator og hjælp for så mange af dem, der var i gang med videregående forskning, en faderskikkelse af Guds nåde for fysikere fra flere generationer, heriblandt forfatterens."

4.8. Bohrs atomteori

De nye ideer blev introduceret i forbindelse med det simpleste af alle atomer, *brintatomet*, bestående af en proton som kerne og en elektron udenom.

Den afgørende forudsætning for det skridt Bohr tog i begyndelsen af 1913, var at han var så dybt inde i dilemmaerne at han indså at der ikke var anden udvej end *at påstå at atomet ikke kan forstås på det klassiske grundlag*.

Hvorpå han befriet fra disse bånd argumenterede for at elektronen i et brintatom kun kan befinde sig i visse baner som kan nummereres med *kvantetallet* $n = 1, 2, 3, \dots$

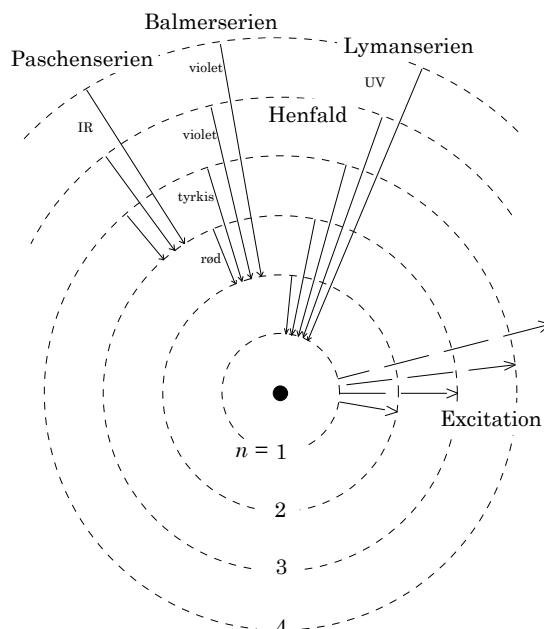


Fig. 12. Brintatomets stationære baner, excitationsspring og henfaldsspring.

Disse baner kaldes *stationære tilstande*, og i disse tilstande udsender atomet ingen stråling (til trods for at elektronen blev opfattet som cirkulerende omkring kernen!).

Der findes ingen baner mellem de stationære.

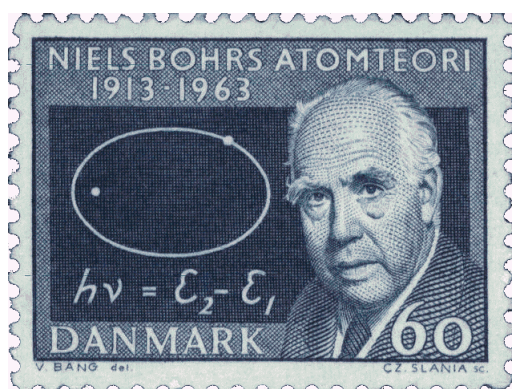
Den stationære tilstand med kvantetallet n gav Bohr energien E_n givet ved

$$E_n = - \frac{Rch}{n^2} \quad (4)$$

hvor $n = 1, 2, 3, \dots$

Lysudsendelse fra atomet sker ved spring fra en stationær tilstand til en med lavere energi. Den ved springet fra n_2 til n_1 frigjorte energi ΔE udsendes som en foton med en frekvens givet ved Einsteins fotonbetingelse (1), altså

$$\Delta E = E_{n_2} - E_{n_1} = h\nu. \quad (1')$$



(Bohr sætter altså ikke frekvensen af det udsendte lys i relation til en omløbsfrekvens af elektronen som den klassiske fysik ville gøre!)

Med udtrykket (4) for de enkelte tilstandes energi kunne Bohr nu udtrykke frekvensen af det udsendte lys ved

$$h\nu = E_{n_2} - E_{n_1} = \frac{-Rch}{n_2^2} - \frac{-Rch}{n_1^2} = Rch \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

Bruges endelig at

$$c = \nu \lambda$$

findes netop Balmers formel (gør det!).

Fremstillet således ser sagen let ud. Men (4) er jo en ren påstand. Bohr søgte og fandt et underliggende grundlag for (4) i sit såkaldte *korrespondensprincip*. Det var et krav om at den nye beskrivelse gradvist skulle glide over i den klassiske fysiks beskrivelse når elektronen fjernedes fra kernen.

Helt uafhængigt af Balmers formel kom Bohr således frem til følgende udtryk for energitilstandene

$$E_n = - \frac{2\pi^2 m e^4 k_c^2}{h^2} \frac{1}{n^2} \quad (5)$$

hvor m er elektronens masse e er elementarladningen, k_c er coulombkonstanten og h er Plancks konstant. Alt dette var på forhånd kendte naturkonstanter. (5) giver altså sammen med (4) basis for at beregne Rydbergkonstanten som indtil da havde været en ren empirisk konstant. Beregningen passede fuldstændigt.

Denne beregning af R var helt afgørende for at Bohrs ideer ikke straks blev affejet. Umiddelbart kaldte de med deres meget provokerende nye træk på den største modstand.

(Når vi i (4) brugte R , var det for at lette omskrivningerne til Balmerformlen. (4) er unægtelig lettere at jonglere med end (5).)

Balmers formel blev således en konsekvens af Bohrs *korrespondensprincip*, Plancks kvantiseringsprincip og Einsteins fotonhypotese (4.3).

Mere om de stationære tilstande:

For $n = 1$ er brintatomet i sin *grundtilstand*. Her har det sin laveste energi hvorfor der ikke kan udsendes nogen stråling fra grundtilstanden. Et brintatom uden påvirkning udefra vil befinde sig i grundtilstanden.

For $n > 1$ kaldes tilstandene *anslåede* eller *exciterede*. Her er elektronen længere væk. De exciterede tilstande eksisterer kun meget kort tid, så vil atomet henfalde hvilket betyder at elektronen hopper ind til et lavere energiniveau. Samtidig udsendes en foton ifølge foregående side.

For $n \rightarrow \infty$ ses at $E_n \rightarrow 0$. Dette svarer til at elektronen løsriver helt fra atomet som hermed er ioniseret. Her er energien altså 0. (Og her glider beskrivelsen over i den klassiske fysiks ifølge *korrespondensprincippet*.)

Brintspektret ser man altså kun hvis brintatomet er anslået eller ioniseret.

Bohr påstod endeligt at en *foton kan anslå* eller *excitere* brintatomet hvis fotonens energi svarer til en overgang i atomet. Ellers ikke. Herved absorberes fotonen og dens energi anslår atomet som straks efter igen henfalder under fotonudsendelse.

De farver som atomet udsender ved henfald, kan det også absorbere idet det bliver exciteret.

Da de exciterede tilstande lever så kort, er det under almindelige omstændigheder kun overgange fra grundtilstanden der kan komme på tale ved excitation, jf. fig. 12. Emissionsspektret vil derimod også indeholde linier svarende til overgange mellem exciterede tilstande, jf. igen fig. 12.

Atomere kan *ioniseres* ved stærke elektriske felter som river elektronerne fra kernen eller ved høje temperaturer (plasmafasen) hvor de ved varmebevægelsen stødes bort.

Et ioniseret atom vil tiltrække en elektron som under lysudsendelse falder ned til grundtilstanden igennem en række exciterede tilstande.

Ved at udtrykke tælleren i (4) i elektronvolt (Gør det!) findes at

$$E_1 = -13,6 \text{ eV}$$

$$E_2 = E_1 / 4 = -3,4 \text{ eV}$$

$$E_3 = E_1 / 9 = -1,5 \text{ eV}$$

osv.

Disse energier afbildes ofte i et diagram som følger:

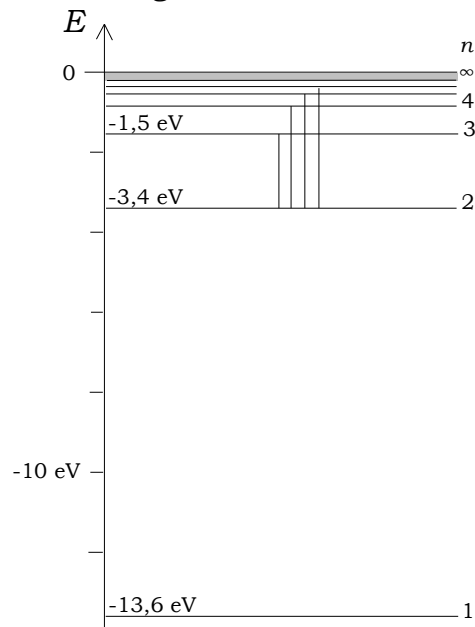


Fig. 13. Brintatomets energiniveauer. De synlige linier fra Balmerserien er tegnet.

4.9. Status 1913

De fundamentale brud med den klassiske fysik på dette tidspunkt er:

- 1 **Springet** blev indført: Ved lysudsendelsen forsvinder elektronen fra en bane og dukker op i en anden. Det er meningsløst at spørge om mellemtilstande.
- 2 **Indeterminismen** blev indført og kausaliteten forsvandt: Det er principielt umuligt at beskrive springet som i den klassiske fysiks årsagsvirknings-beskrivelse. Det er umuligt at forudsige hvornår springet vil forekomme, og i hvilken stationær tilstand det vil ende. Der kan kun opstilles *sandsynlighedslove* for disse spørgsmål.

Disse forhold bryder fuldstændigt med fundamentale klassiske naturforestillinger:

Ad 1) **Natura non saltum fecit.**

Naturen gør ikke spring. Dette er en selvfølgelighed siden Aristoteles og fik denne latinske formulering fordi det var en grundlæggende forstilling.

Vi kan tale om spring i den klassiske fysik, f.eks. spring fra 3 m-vippen. Men der er altid tale om en bevægelse. Vi kan følge udspringeren fra han/hun gennem en kontinuert kurve af uendeligt mange mellemtilstande har bevæget sig fra vippen til vandet.

Når vi ser temperaturen på et digital-instrument stige gennem gradtallene 20,0 - 20,1 - 20,2 - ... så er der ingen der tror at temperaturen springer mellem de viste gradtal. Det ser bare sådan ud fordi et digitalapparat ikke kan vise andet. Enhver temperaturværdi i det gennemløbende interval vil forekomme.

Elektronspringet, kaldet et *kvantespring*, i et brintatom som Bohr så det, er af en helt anden type, både ved dets indeterminisme og ved dets øjeblikkelighed.

Ved renæssancens store paradigmeskift var de ideer som kom til at danne det nye grundlag faktisk tænkt tidligere.

Aristarchos (ca. 310-230 f.Kr.) anså universet som heliocentrisk.

Det tomme rum (vacuum) indgik i Copernicus' heliocentriske verdensbillede. Demokrit (ca. 460-370 f.Kr.): *Intet eksisterer undtagen atomer og det tomme rum, alt andet er meninger...*

Og også væsentlige af 1900-tallets nye tanker har en fortid: Atomet hos Demokrit, og Giordano Bruno anså vores sol som en blandt uendeligt mange! i et uendeligt verdensrum! uden centrum! (han blev da også brændt på bålet som kætter i år 1600.)

Men et kvantespring har aldrig før været tænkt. Det har altså ingen som helst karakter af spekulation, men er et fænomen som er os påtvunget af naturen herself.

Ad 2) **Kausalitet og determinisme.**

Universet styres i et og alt totalt lov-mæssigt som et gigantisk urværk af de universelle Newtonske love.

Alt har en årsag, *kausalitet*. Fortiden er udtømmende årsag til nutiden. Nutiden er udtømmende årsag til fremtiden. Intet kunne have gået anderledes. Intet kan gå anderledes. Alting er bestemt, *determinisme*.

Og sådan fungerer det!: Astronomien har uindskrænket succes med positionsforudsigelser mange år ud i fremtiden.

Også ved jordiske fænomener virker kausaliteten: Ved en fuldstændig beskrivelse af kræfterne på en flyvemaskine kan det forudsiges hvorledes den bevæger sig i næste øjeblik. Flyulykker skyldes ikke en pludselig virkning uden årsag, men at man ikke har haft styr på muligt opstående årsager.

Disse selvfølgelige forhold gælder ikke efter 1913 for de mindste dele af vores verden.

Bohr understregede ustandseligt i den følgende 10-årsperiode at hans atommodel var en meget foreløbig og ufuldstændig beskrivelse. »Det er de underliggende principper vi søger«.

Og på sine gamle dage sagde han om det der dengang var et gennembrud: »Forstår I, jeg er ked af det, for det meste af det var forkert.«

Men det var rigtigt i den forstand at det var et nødvendigt og overbevisende brud med gamle forestillinger. Og det nødvendige skridt som førte videnskaben ud i totalt ukendt land, men med et væld af iagttagelser som skreg på forklaring.

5. Kvantemekanik

De underliggende principper som fysikerne søgte efter i årene efter 1913, blev offentliggjort i juli 1925 af tyskeren Heisenberg (1901-1976) og i januar 1926 af østrigeren Schrödinger (1887-1961). De to udgaver er logisk set ens, men det varede faktisk måneder at få det bevist. *Heisenbergs matrixmekanik* og *Schrödingers bølgemekanik* udtrykker sig i fuldstændigt forskellige sprog. Tilmed var Heisenberg helt klar over at han havde forladt den klassiske fysiks grundlag, mens Schrödinger i utilfredshed hermed prøvede at redde dette grundlag. Alligevel fungerede de ens når de blev bragt i anvendelse. Et givet problem skal formuleres helt forskelligt i de to teorier. Regningerne forløber helt forskelligt og fører frem til resultater som ser helt forskellige ud. Men når resultaterne tolkes, forudsiger de det samme om det givne problem.

De går nu under fællesbetegnelsen *kvantemekanikken*.

Heisenbergs matrixmekanik afstedkom følgende reaktion fra den berømte fysiker Pauli:

Fysik er ... alt for svært til mig, og jeg ønskede at jeg var filmkomiker eller den slags, og at jeg aldrig havde hørt noget om fysik! Nu håber jeg bare, at Bohr kan reddes os allesammen med en ny idé. Jeg anmoder ham indtrængende derom.

Pauli var både før og efter dette en af Bohrs og Heisenbergs nærmeste fagfæller, en meget dygtig matematiker og en af de første til at anvende Heisenbergs kvantemekanik (udledning af balmerformlen), så den desperate (ironiske?) tone i kommentaren går næppe på matematikken som muliggør fuldstændigt tilfredsstillende beregninger på atomare fænomener, men snarere på tolkningen: Paradokset: Bølge/partikel bliver ikke løst. Den filosofisk modsigelsesfrie tolkning mangler.

Paradokset blev snarere skærpet da det viste sig også at gælde elektroner. De optræder både som partikler og som bølger, se 5.3.

Vi fordyber os nu i dilemmaet bølger/partikler for fotoner ved hjælp af et eksperiment som kan udføres i gymnasiet.

5.1. Dobbeltspalteeksperimentet - nu også på film!

Det følgende eksperiment er udført på Sønderborg Gymnasium. Det er det elementære dobbeltspalteeksperiment, hvor striberne blot er fotograferet på et sort/hvidt-negativ. Derefter er negativet fremkaldt. Lys giver derfor sort reaktion på negativet (deraf navnet, ikke sandt?). Endelig er negativet fotograferet gennem et mikroskop på røntgenafdelingen på Sønderborg Sygehus.

På fig.14 er størrelsesforholdene som sædvanligt helt forkerte. I virkeligheden er afstanden mellem spalterne ca. 1000 gange så stor som bølgelængden. Og striberne ligger derfor meget tæt.

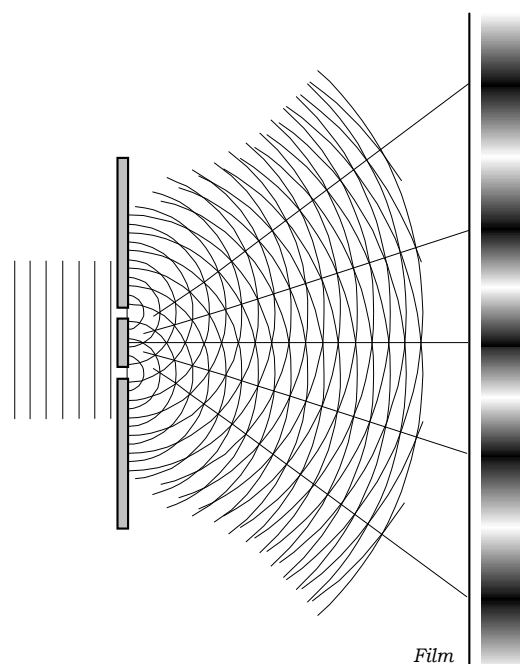


Fig. 14, Dobbeltspalteeksperiment
Interferensen fører til fig. 15.

Negativet blev anbragt der hvor striberne ses og resulterede i

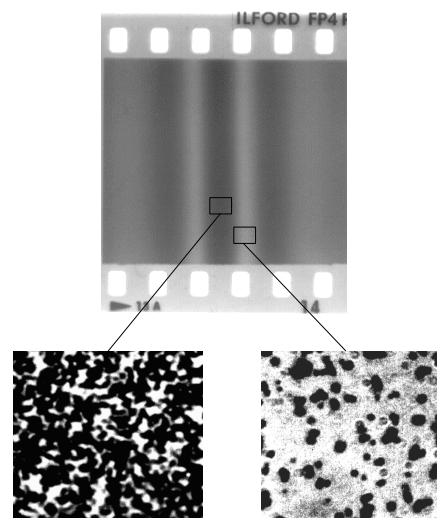


Fig. 15, Negativet øverst
To mikroskopforstørrelser neden under.

Striberne på negativet viser interferens, altså at lyset har passeret dobbeltspalten som **bølger**. Men forstørrelsen viser at det selv samme lys har afleveret energien på filmen som **partikler**.

Lidt detaljer om gammeldags fotografering:

En fotografisk film indeholder AgBr, d.v.s. en mængde Ag^+ -ioner. Lys vil kunne reducere disse ioner til frit sølv. De sorte prikker på en film (korningen) opstår ved fremkaldelsen hvor der dannes en lille klump frit sølv omkring et enkelt sølvatom. Fremkaldningen virker som en forstærkning. De enkelte sølvatomer kan ikke ses inden fremkaldningen. Det vil sige at det der har sat gang i den lille klump, er noget der har ramt et enkelt sølvatom. Det er altså meget, meget, meget mindre end afstanden mellem spalterne. Det er ikke en bølge. Det er fotoner, partikler.

Lyset passerer dobbeltspalten som en bølge - nødvendigt for at forklare striberne, og rammer filmen som partikler - nødvendigt for at forklare prikkerne.

Vi står over for et åbenbart paradoks.

Det uddyber vi naturligvis yderligere!

Kunne vi opfatte lys som partikler som på deres vej fra dobbeltspalten til filmen kunne påvirke hinanden på en måde som afhang af om der var en eller to spalter åbne? Nej, en lille regning viser at fotonerne i den grad kommer enkeltvis:

Afstanden mellem dobbeltspalten og filmen var 5,5 m, dobbeltspalten havde $d=0,5$ mm. Filmen sad i et fotoapparat hvor objektivet var fjernet. Negativet, 24×36 mm, blev således direkte belyst. Eksponeringstiden var 1 minut.

Lad os antage at der i gennemsnit er 1000 fremkaldte korn pr. mm^2 på negativet som er af formatet 24×36 mm. I det fotonerne må bevæge sig med lyshastigheden c , hvor stor en del af tiden har der været en foton på vej hen mod filmen?

Svaret ($2,64 \cdot 10^{-4}$) viser at de fotoner der sætter prikker på filmen har været helt alene i opstillingen. En ad gangen! Hver foton har registreret at begge spal-

ter var åbne og er derefter slået ned et sted på filmen som først efterhånden som der kommer flere fotoner, fremviser interferensmønstret.

Forsøget viser derfor også den nye lovmæssighed baseret på *sandsynlighed*, se næste figur. Den enkelte prik kan afsættes hvor som helst. Men *partiklerne* slår ned i overensstemmelse med en sandsynlighed som kun kan beregnes på grundlag af *bølgebeskrivelsen*. Først efterhånden som der afsættes mange prikker, dukker interferensstriberne op. (Sådan er det med sandsynligheder: Først når man har kastet terningen mange gange, kan man se at sandsynligheden for at få et bestemt øjental er $1/6$.)

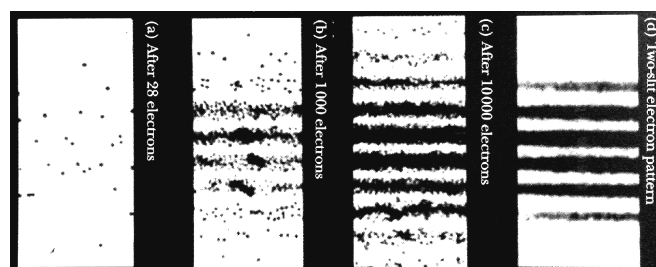


Fig. 16, fire faser i fotografering af interferensmønster.

5.2. Lys, bølge/partikel?

Opstillingen viser både *bølgeegenskab* og *partikelegenskab* for hver enkelt foton. Man kan ikke forstå udfaldet uden at knytte begge egenskaber til hver enkelt foton!

Vi står over for et åbenbart paradoks. Og - som vi snart er vant til - det kan uddybes yderligere!

5.3. Elektroner, partikel/bølge?

I 1923 foreslog de Broglie at elektroner under visse omstændigheder kunne optræde som bølger. Han foreslog at elektroner med den kinetiske energi E_{kin} og bevægelsesmængden p skulle tildeles frekvensen $\nu = E/h$ ($E = h\nu$) og bølglængden $\lambda = h/p$.

Sammenhængen kan også skrives

$$ET = h \quad \text{og} \quad p\lambda = h \quad (6)$$

hvor T er perioden i tiden, og λ er perioden i rummet. I (6) indgår E og p (fundamentale bevarede størrelser i den klassiske fysik) sammen med den afgørende nye naturkonstant h .

På det grundlag kunne han forklare Bohratomets stationære tilstande som

de energier hvor elektronen ville lave en konstruktiv interferens hvis den opfattedes som en bølge på banens omkreds. En stationær tilstand blev dermed til en stående elektronbølge omkring brintkernen.

Som lyset i dobbeltspalten der opfører sig som en bølge så længe det er overladt til sig selv og ikke vekselvirker med fotografisk papir, således vil også elektronen når den ikke registreres, opføre sig som en bølge.

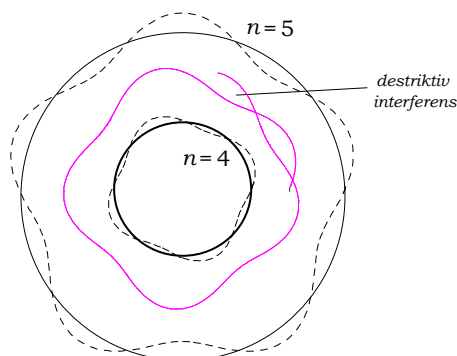


Fig. 17. De stående elektronbølger giver de mulige elektrontilstande.

De prikkede figurer antyder elektronbølgen i tilstand $n=4$ og $n=5$ (ud/ind skal ikke illustrere en svingende bane, blot "noget" der svinger mellem to yderligheder som forstærker hinanden når de er ens og ophæver hinanden når de er modsat: +/- , op/ned , over-/under-you name it!). Imellem de to stående bølger $n=4$ og $n=5$ går λ ikke op i omkredsen og bølgen udslukker sig selv.

Det var rent kvalitativt. Men faktisk kan de Broglies hypotese sammen med en klassisk behandling af elektronen i en keplerbevægelse omkring kernen søreme give den "store" konstant i formel (5) kvantitativt korrekt, se bare:

Coulombs lov for brintatomet giver

$$F = k_c \frac{e^2}{r^2} \quad \text{og} \quad E_{\text{pot}} = -k_c \frac{e^2}{r}$$

Med m som elektronens masse følger så af Newtons 2. lov

$$k_c \frac{e^2}{r^2} = m \frac{v^2}{r}$$

hvoraf vi dels udleder

$$k_c \frac{e^2}{r} = m v^2 \Leftrightarrow -E_{\text{pot}} = 2E_{\text{kin}}$$

og dels udleder

$$\frac{m k_c e^2}{r} = m^2 v^2 = p^2 = \frac{h^2}{\lambda^2}$$

i følge (6). Heraf findes λ^2

$$\lambda^2 = \frac{h^2}{m k_c e^2} r$$

Betingelsen for konstruktiv interferens er jo at λ går op i omkredsen, dvs.

$$n \lambda = 2 \pi r$$

Heraf findes igen λ^2

$$\lambda^2 = 4 \pi^2 r^2 \frac{1}{n^2}$$

og de to udtryk for λ^2 identificeres. Det giver

$$4 \pi^2 r^2 \frac{1}{n^2} = \frac{h^2}{m k_c e^2} r$$

hvor vi kan antage at r ikke er nul, så

$$r = \frac{h^2}{4 \pi^2 m k_c e^2} n^2$$

Det er så de værdier af r som giver konstruktiv interferens. De tilsvarende værdier af den totale energi E af elektronen i banen omkring kernen er

$$E = E_{\text{pot}} + E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} E_{\text{pot}} = -\frac{k_c e^2}{2r}$$

i følge tidligere sammenhænge. Indsætter vi heri de funde muligheder for r , fås

$$E = -\frac{2 \pi^2 m k_c^2 e^4}{h^2} \frac{1}{n^2}$$

ikke noget dårligt resultat, når der sammenlignes med (5).

At konstanten er i fuldstændig overensstemmelse med kvantemekanikens resultat kan kun forbløffe os, idet der er brugt helt klassiske begreber. Men det gav naturligvis datidens fysikere blod på tanden.

Kvantemekanikken beskriver dog ikke elektronen ved en cirkulær bølge, men en rumlig bølge som i grundtilstanden er kugleformet - en s-orbital blandt kemikere.

Hermed så det altså ud som om elektroner som hidtil var betragtet som partikler, også kunne opfattes som bølger (En direkte eksperimentel bekræftelse skete først i 1927 ved elektrondiffraktion.)

Dilemmaet bølge/partikel vedrørte altså både lys og elektroner og stod provokerende uløst, når nu kvantemekanikkens matematik var etableret og virkede så fint.

5.4. Dilemmaet løses

Heisenbergs kvantemekanik svarer bedst til en partikelopfattelse.

Schrödingers er udpræget baseret på bølgebeskrivelsen.

Bohr var meget optaget af de to helt forskellige forklaringer på samme fænomener. Han mente, modsat Heisenberg, at begge synspunkter måtte tages i betragtning. Han inviterede derfor Schrödinger til København i oktober 1926. Heisenberg var fra maj 1926 (som (24 årig!) til juni 1927 ansat som lektorat på instituttet i København. Efter Schrödingers besøg var banen kridtet op. Der måtte etableres en forståelse. Bohr har ikke selv berettet om de meget intense samtaler mellem dem (dag og nat! - de boede begge på instituttet på Blegdamsvej), men Heisenberg har: "... kort efter jul var vi begge ved at blive desperate. ... Vi blev begge dybt udmattede og ret anspændte. Bohr besluttede derfor at tage på skitur til Norge, og jeg var ret glad for at blive ladet tilbage i København hvor jeg uforstyrret kunne tænke over disse komplicerede problemer."

Få dage efter udledte han sine *ubestemthedsrelationer* (se 5.5).

Da Bohr efter 4 uger i de norske fjelde vendte tilbage havde han udtænkt sit *komplementaritetsprincip* (se 5.6)

De var på en måde de to forskellige personligheders svar på samme problem, Heisenbergs svar var matematisk, Bohrs var filosofisk. Var det så overensstemmende svar på samme problem? De udmarvende samtaler om tolkning og terminologi fortsatte hele foråret.

Af de samtaler udsprang det der kaldes *københavnertolkningen* af kvantemekanikken.

Det var svar på samme spørgsmål: Lys og elektroner, hvad er det så? Bølger eller partikler?

På det spørgsmål svarede Bohr engang: »Er? Hvad vil det sige at *være*?«

Her må man gøre sig helt klart at lys og elektroner ikke "kommer forbi os" til almindelig beskuelse således som den makroskopiske omverden gør. De giver sig til kende i eksperimenter som er opstillinger af apparatur som opfylder den klassiske fysik og giver et resultat som derefter skal tolkes med vort almindelige sprog. Vi kan ikke komme tættere på lys og elektroner.

Hvordan løste Bohr så dilemmaet?

En nøglebemærkning i denne sammenhæng kan vi finde i et interview fra d. 19.2. 1963 foretaget af Thomas Kuhn hvor Heisenberg fortæller om diskussionerne i 1926-27:

"... Bohr kunne sige: »Selv ikke den matematiske formalisme hjælper. Jeg må først forstå hvordan naturen undgår modsigelser.«

Det resulterede i hans *komplementaritetsbegreb*. Modsigelserne eksisterer når vi opfatter naturen som værende i Descartes betydning (Naturen eksisterer, selvstændigt, res ekstensa, som vores sanser fortæller os det).

Naturen undgår modsigelser når vi opfatter os selv som en uadskillelig del af naturen. Elektroner eksisterer, for atomer eksisterer, for vi eksisterer. Men vi kan ikke se dem for os som selvstændigt eksisterende med begreber vi har vænnet os til i den klassiske fysik, partikler, bølger.

Bohr: "Videnskaben handler ikke om naturen, men om hvad vi kan sige om naturen". Utallige steder omtaler Bohr "kvantemekanikkens belæring til os om vor stilling som iagttagere af den natur hvoraf vi selv er en del". De sidste 6 ord går altid igen. De er nøglen til løsningen af dilemmaet. De peger på at vi ikke kan undgå selvreferencen som et element i vores opfattelse af naturen. Ikke blot er vores bevidsthed, hvormed vi funderer over naturens egenskaber, selv en del af naturen. Også vores kroppe og de apparater hvormed vi eksperimenterer os frem til atomernes egenskaber eksisterer kun i kraft af selvsamme atomers egenskaber. (Uden den mindste stationære tilstand, grundtilstanden, i atomerne, ville verden ikke eksistere - i hvert fald ikke for sådan nogle som os.)

Vi kan kun få kontakt med elektronen i samspil med os selv og vore instrumenter. Dette samspil kan anskues således med kvantemekanikkens begreber at der ikke opstår modsigelser. Denne påstand formåede Bohr at forsvare over for Einstein der i årene efter 1927 af al magt forsøgte at påvise at københavnertolkningen ikke var holdbar.

I denne diskussion som vi nu går over til at behandle nærmere, indgik Heisenbergs ubestemthedsrelationer på afgørende vis.

5.5. Ubestedthedsrelationerne

I 1927 uddrog Heisenberg af sin udgave af kvantemekanikken de *heisenbergske ubestemthedsrelationer*.

En af dem lyder

$$\Delta x \cdot \Delta v > h/m$$

eller

$$\Delta x \cdot \Delta p > h \quad (7)$$

Δx betyder at stedet x altid vil være ubestemt med en størrelse Δx . Den kan godt gøres meget lille, men så bliver ubestemtheden Δv på v stor. Jo bedre en opstilling bestemmer den ene af disse størrelser desto mere ubestemt vil den anden være i samme opstilling.

Her ser vi umiddelbart med (7) bortfalder determinismen. Den klassiske fysiks determinisme byggede jo på samtidig og fuldstændig fastlæggelse af en partikels sted og hastighed (begyndelsesbetingelserne når Newtons 2. lov skal anvendes).

Det næste at bemærke er at (7) ingen betydning har for makroskopiske legemer hvor m er stor og derfor h/m lille. Kvantemekanikken ændrer derfor ikke den klassiske fysik (inkl. dens determinisme) for makroskopiske legemer.

Men når m f.eks. er massen af en elektron, bliver h/m så stor at (7) får afgørende betydning. Vi kan let udregne at hvis vi forestiller os en elektron med energien 13,6 eV så lille at den fremstår som en partikel i en bane omkring atomkernen, (dvs. $\Delta x < 10^{-10} \text{ m}$) så bliver ifølge (7) Δp større end p således at vi ikke kan fortælle om elektronen bevæger sig den ene eller den anden vej. At tale om at elektronen bevæger sig i en bane omkring kernen er derfor meningsløs.

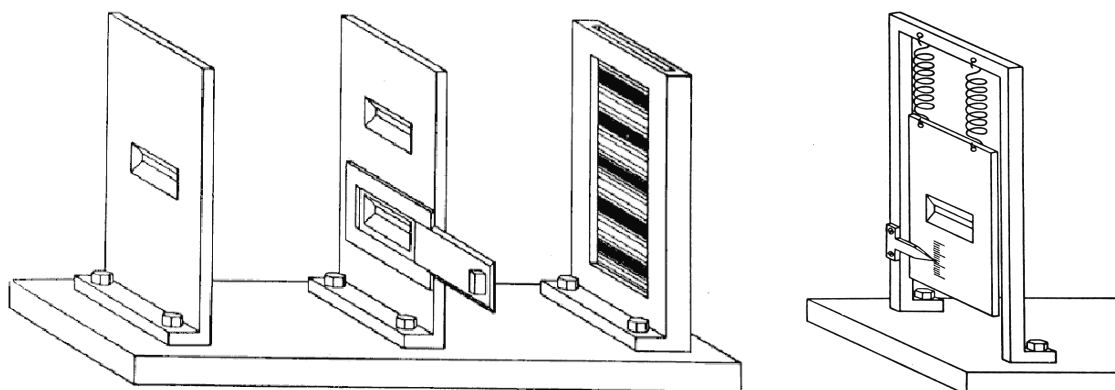
Hvad er elektronen så? Det afhænger af hvordan vi ser den – i samspil med

vore instrumenter, f.eks. dobbeltspalten hvor den opfører sig som fotonen. Vi bruger stadig fotonen som eksempel. En given foton giver sig til kende som en prik på den fotografiske film i fig.15 og 16. Men vi kan ikke deraf slutte at fotonen er en partikel. I så fald måtte den gå gennem den ene og ikke den anden af spalterne.

Mange har haft lyst til at prøve at afsløre hvilken spalte den foton som har sat en bestemt prik "i virkeligheden" passerede igennem. Og det kan man! Men enhver opstilling som kan give det svar, vil fjerne muligheden for at striberne opstår. Så har man valgt en opstilling hvor fotonen optræder som partikel ved dobbeltspalten, og så er den ikke en bølge ved dobbeltspalten og giver ikke interferens. Eksperimentet som er fysikerens iagttagelsesmiddel er en uadskillelig del af naturen, her fotonen (modsat Descartes opfattelse).

Netop dette spørgsmål var væsentligt i den årelange, berømte diskussion mellem Bohr og Einstein. Den begyndte i Solvay, 1927, og fortsætter endnu med mange vægtige bidrag her længe efter de to herrers død. Bohr lod i forbindelse med denne diskussion instituttets tegnestue fremstille nedenstående halvhumoristiske tegninger (pædagogik for einsteinianere). Den grundige gengivelse af materialer, bolte m.m. skal understrege at ethvert eksperiment udgøres af en opstilling af almindelige makroskopiske, klassiske apparater.

Halvhumoristisk, og dog var de et seriøst grundlag for overvejelser om målemuligheder under kvantemekanikens vilkår. I den til venstre er positionen af spalter og fotografisk plade sikret gennem det solide fælles fundament. Man får et interferensmønster.



Hvis man vil sikre sig at fotonen passerer gennem den øverste spalte, kan man lukke den nederste - og interferensmønstret forsvinder.

(Bohr siger impuls hvor vi siger bevægelsesmængde. Jeg vil her bruge Bohrs begreb.) I den til højre overvejer Bohr muligheden for med to åbne spalter at måle på en spalte om den har afbøjet en foton der fortsætter igennem spalten ved at måle en evt. impulsoverførsel til spalten. En sådan måling af overført impuls kræver at spalten må ophænges bevægeligt, i fjedre. Bohr kan så vise at en tilstrækkelig præcision i impulsmålingen ifølge Heisenbergs ubestemthedsrelation medfører en sådan ubestemthed i spaltens position at interferensmønstret forsvinder.

Hvis man går direkte til sagen og anbringer en fotografisk plade lige efter spalterne, så kan man direkte se fotoner der passerer gennem den øverste og fotoner der passerer gennem den nederste.



Men derefter kan fotonerne jo ikke danne interferensmønstret. Og sådan vil det gå for alle eksperimenter der forsøger at afsløre om fotonerne passerer den ene eller den anden spalte, også selvom fotonerne får lov at fortsætte bagefter. Hvis der kommer et svar ud vedrørende spalterne, så forsvinder interferensmønstret.

Der bliver ingen modsigelser inden for kvantemekanikkens rammer.

Vi lader afslutningsvis Bohr selv udtrykke det:

”Dette punkt er af stor logisk betydning, eftersom det kun er den omstændighed at vi står over for et valg mellem *enten* at efterspore en partikels vej *eller* iagttage interferensvirkninger, som tillader os at undgå den paradoksale slutning, at en elektrons eller foton opførsel skulle afhænge af tilstedeværelsen af en spalte i skærmen, gennem hvilken den kunne vises ikke at passere.”

Se yderligere:

<http://users.cybercity.dk/~kam1966/scully.htm>
og/eller

<http://users.cybercity.dk/~kam1966/mysterie.htm>
(begge fremragende!)

5.6. Komplementaritetsprincippet

Intet eksperiment kan afsløre de to egenskaber bølge/partikel samtidigt. Men begge er nødvendige for en fuldstændig beskrivelse af fotonen (og elektronen m.m.). De to adfærsformer kaldte Bohr komplementære.



Niels Bohrs våbenskjold.
På det inderste banner står:
CONTRARIA SUNT
COMPLEMENTA

(Modsatninger er komplementære)

Fysikerens valg af opstilling afgør hvorledes fotonen giver sig til kende. Den eksperimentelle opstilling er en uadskillelig del af lys. Vi kan ikke se en foton eller en elektronen for os som en klassisk partikel uafhængig af opstillingen. Københavnerfortolkningen af kvantemekanikken indførte et billedforbud, et begreb som også eksisterer i mange religioner. Men Bohr understreger at den videnskabelige objektivitet ikke er forsvundet. Man kan godt objektivt fortælle hvad man har gjort, og hvad man har set.

Kvantemekanikken beskæftiger sig ikke med objekter i den klassiske fysiks forstand, men med eksperimenter hvori indgår både en eksperimentators opstilling og et signal fra kvanteverdenen. For denne *helhed* indførte Bohr betegnelsen *et fænomen*.

Sådanne helhedsbetragtninger var fremmede for den klassiske fysik. Indeterminismen er ifølge Bohr en følge heraf.

Vi har her argumenteret for københavnerfortolkningen.

Da den opstod, var den meget svær at acceptere for tidens fysikere. Den var overbevisende hvad angik de eksperimentelle kendsgerninger, men komplementariteten og indeterminismen angreb afgørende eksperimentatorens tidligere så suveræne position.

Tidens største fysikernavn, Einstein, var grundlæggende utilfreds med denne nye position og brugte mange kræfter

på at vise at kvantemekanikken i københavnerfortolkningen ikke var en fuldstændig beskrivelse.

Bohr beretter selv om den spøgefulde, drillende stemning hvori diskussioner med Einstein ofte foregik:

”Vore samtaler om den stilling man må tage til en ny situation med hensyn til erfaringers undersøgelse og sammenfatning førte os naturligt ind på mange sider af filosofisk tænkning, og til trods for alle forskelle i opfattelse og betragtningsmåde var diskussionerne besjælet af megen humor. Einstein på sin side spurgte os ironisk, om vi virkelig kunne tro, at guddommelige magter tog tilflugt til terningspil (»...ob der liebe Gott würfelt«), hvortil jeg svarede med at henvise til, at allerede oldtidens tænkere havde manet til forsigtighed med at tilskrive forsynet attributter hentede fra dagligsproget.”



Jeg kan ikke frigøre mig fra en fornemmelse af at Bohr her gør sig lige så munter over sin egen knudrede stil som over Einsteins bramfri og maleriske gudsfremstilling.

Diskussionen foregår stadig. Her er et uddrag af [linket](#) på s.19.

Den kendte fysiker [Richard Feynman](#) (Nobelpris i 1965), udtaler:

”Jeg mener, at jeg med sikkerhed kan sige, at der er ikke nogen der forstår kvantemekanik... lad være med at blive ved med at sige til dig selv, »Jamen hvordan kan det lade sig gøre?«, for du bliver trukket ind i en blindgyde hvorfra ingen endnu er undsluppet. Ingen ved hvordan det kan lade sig gøre.”

Andre har forsøgt at gøre noget ved det, men er endt i den rene mystik, se 6 Appendiks i artikel af [Jens Hebor](#). Hebor argumenterer for at ”Beklagelser over at kvantemekanikken ikke er realistisk, er ... simpelthen en beklagelse over, at kvantemekanik ikke er klassisk fysik”.

Med Bohrs komplementaritetsbegreb fik kvantemekanikken et åbenbart filosofisk aspekt med meget vidtrækkende konsekvenser af en art som kun meget få mennesker - måske - har tilegnet sig.

Det komplementære træk er tæt forbundet med at det er os der iagttager naturen, samtidig med at vi er en del af denne. Vi er dermed selv underlagt de vilkår vi prøver at iagttage. Det indebærer en såkaldt selvreference.

Herom næste afsnit.



5.7. Selvreference

Fysikken er den videnskab hvor vi på det mest fundamentale niveau forsøger at danne os forestillinger om den verden hvori vi er sat.

Denne formulering "hvori vi er sat" er almindelig og udspringer måske af den gammeltestamentlige opfattelse at Gud den 6. dag satte os i den verden han i de foregående 5 dage havde skabt til os.

En forsåvidt smuk beretning, men erkendelsesteoretisk er den uforenelig med moderne fysik. Det er ikke ligegyldigt om vi ser os anbragt i en verden eller om vi er en uadskillelig del af denne verden.

Den første forestilling er i harmoni med den klassiske fysik hvor fysikeren stod uden for og så og beskrev verden. Den er også dybt forbundet med Descartes opdeling af mennesket i legeme og sjæl eller krop og ånd hvoraf ånden, tanken, intellektet uafhængigt af den materielle verden kunne iagttage denne og beskrive den, og danne billeder af den.

Som den moderne fysik har vist, er en sådan synsmåde ikke forenelig med den måde hvorpå den atomare verden giver sig til kende for os. Vi kan ikke inden for en sådan synsmåde rumme egenskaberne af f. eks. lys og elektroner. Vi kan ikke stå uden for og danne os billeder eller modeller af lys og elektroner. Der er billedforbud! Disse fænomeners egenskaber er uløseligt bundet sammen med den måde hvorpå de kan give sig til kende for os.

Den moderne synsmåde blev grundlagt i 1927 i form af Heisenbergs *ubestemthedsrelationer* og Bohrs *komplementaritetsprincip*. Det viser i hvilke rammer fysiske eksperimenter kan udføres og tolkes.

Det nye er, at snittet mellem *iagttageren* og det *iagttagede* må lægges på en anden måde end vi har vænnet os til i den klassiske fysik (især skarpt formuleret af Descartes).

Bohr indførte begrebet et *fænomen* for det hvorpå man bliver klogere når man udfører et eksperiment. I et sådant udgør den eksperimentelle opstilling (som er at opfatte som eksperimentatorens "forlængede arm") en integreret del af fænomenet.

Kun ved at inddrage de omstændigheder hvorunder det vi kalder lys eller elektroner giver sig til kende, kan man snakke om disse kvantemekaniske fænomener og undgå paradokser og samtidig bibeholde muligheden for at meddele sine erfaringer objektivt til andre.

Og disse erfaringer kan indpasses i et meget stort mønster af fysiske love som også i den moderne fysik overholdes!

Om det har Einstein sagt: »Det mest uforståelige ved verden er at den kan gøres forståelig.« (Han kunne altså også finde på at udtrykke sig i paradokser.

Ifølge den moderne fysik er vi altså ikke anbragt i en eksisterende verden, men er en uadskillelig del af den. Hvis vi glemmer dette og taler om verden som om vi står udenfor, kan tilsyneladende klare sætninger vise sig at være paradokser fordi de indeholder en selvreference. Bertrand Russell har givet et humoristiske eksempel på en selvreference: "En soldat får den ordre at barbere alle de soldater som ikke barberer sig selv" !!!

Den stadigt tilbagevendende formulering hos Niels Bohr »når vi iagttager den verden hvoraf vi selv er en del« når han skulle fortælle om »kvantemekanikkens belæring til os«, viser at han opfattede sin indsats som knyttet til afklaringen af et selvreferenceproblem.

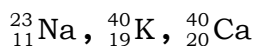
En anden udgave af vores bevidstheds forunderlige indfletning i alt det vi har fået lov til at opleve med selvsamme bevidsthed er næste sides materiebevidsthedssammenfletning.

Pointen med kulstofatomet som kommer til selvbevidsthed hørte jeg som ung i et radioforedrag af den dengang kendte, men aldrende biolog H. V. Brøndsted. (Godt 10 år senere udgav han en stærkt engageret bog om verdens tilstand, År 2030, *en udfordring til de yngre generationer*, 1973. (Hans første bog er fra 1928.))

6. Opgaver

Opgave 1.

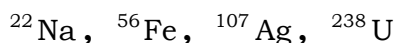
Hvor mange protoner, neutroner og elektroner er der i følgende atomer



og hvad hedder de tre grundstoffer der indgår?

Opgave 2.

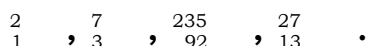
Hvilke tal skal stå for neden i følgende isotoper



og hvad hedder de fire isotoper?

Opgave 3.

Hvilke symboler skal der stå efter tallene?



Opgave 4.

Find samtlige i opgave 1, 2 og 3 nævnte isotoper på et kernekort i databogen, og undersøg om de er stabile eller radioaktive.

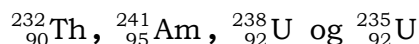
Opgave 5.

Bly-204 er radioaktiv. Find den i kernekortet og opskriv henfaldsskemaet.

Bly-209 er radioaktiv. Find den i kernekortet og opskriv henfaldsskemaet.

Opgave 6.

De 4 radioaktive familier begynder med hhv.



Find alle generationerne i familierne.

Opgave 7.

Find den familie, som indeholder ${}^{220}\text{Rn}$.

Opskriv henfald for ${}^{220}\text{Rn}$ og for samtlige datterprodukter indtil der opstår en stabil kerne. (De nødvendige oplysninger kan findes flere steder i databogen.)

Find også halveringstider for datterprodukterne. (Det er ikke kun ${}^{220}\text{Rn}$ der giver anledning til ionisation i ionisationskammeret i vores laboratorie-øvelse -og det skal ikke beklages i denne sammenhæng, vel?)

Hvad mon der er i plastikflasken? (Hvordan kan man blive ved med at puste radon ud af flasken?)

Opgave 8.

Find massedefekten for tung brint ved hjælp af massetal fra databogen.

Find hermed bindingsenergien for tung brint. Og sammenlign med bindingsenergien pr. nukleon E_B/A .

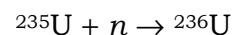
Opgave 9.

Kontroller dette tal (212 MeV) ved at udregne massetabet ved processen ved hjælp af kernemasserne i databogen.

Brug også databogen til at beregne bindingsenergi pr. nukleon for de betragtede nukleoner og sammenlign med E_B/A .

Opgave 10.

Find energioverskuddet i processen



ved hjælp af kernemasser. Fig.3 (E_B/A) kan jo ikke bruges!

Sml. med tallet under fig.6 - og se lige hvad der står der.

Opgave 11.

Lav en figur for energiregnskabet i fissionen svarende til fig.4. Prøv at kontrollere energifrigørelsen ved hjælp af massetabet - og det vil opdages at den pågældende palladiumisotop ikke er registreret med massetal, men dog som et β -aktivt nuklid!

Opgave 12.

Ad afsnit 2.11. Følg yttriumisotopen til dørs på tilsvarende måde som med Iodisotopen.

Opgave 13.

Skolens ${}^{137}\text{Cs}$ -kilde er i 1977 kalibreret til en aktivitet på 10 μCi . Hvad er aktiviteten i dag?

Hvor mange Cs-atomer indeholdt kilden ved fremstillingen? Og hvad var massen af disse?

(^{137}Cs er både en β - og en γ -kilde idet en meget anvendt γ -stråling på 662 MeV kommer fra Cs 's datterprodukt Ba^m .)

Hvor stærke er vores α - og β -kilder?

α -kilden: $1\ \mu\text{Ci}$, ^{241}Am , 1965.

β -kilder: $1\ \mu\text{Ci}$, $^{90}\text{Sr/Y}$, 1967.

Hvilke energier frigives?

Opgave 14. – hvis den pågældende øvelse er udført

Bekræfter laboratorieøvelsen "Aktivitet målt med ionisationskammer" den her givne beskrivelse af henfald?

Find i så fald halveringstiden $t_{1/2}$ for de undersøgte isotoper.

Find henfaldskonstanten k .

Den indpustede gas er ^{220}Rn . Find halveringstiden for denne i Databogen.

Besvar denne opgave i rapporten til laboratorieøvelsen.

Opgave 15.

^{14}C dannes til stadighed i den øvre atmosfære hvor almindeligt kvælstof rammes af neutroner fra solen. Det resulterer i en proces som danner ^{14}C .

Opskriv reaktionsskemaet.

^{14}C er β^- -aktivt.

Opskriv henfaldsskemaet.

^{14}C -aktiviteten af organisk materiale fra grauballemanden har en aktivitet som er 78% aktiviteten i kul fra frisk organisk materiale.

Hvornår døde grauballemanden?

Opgave 16.

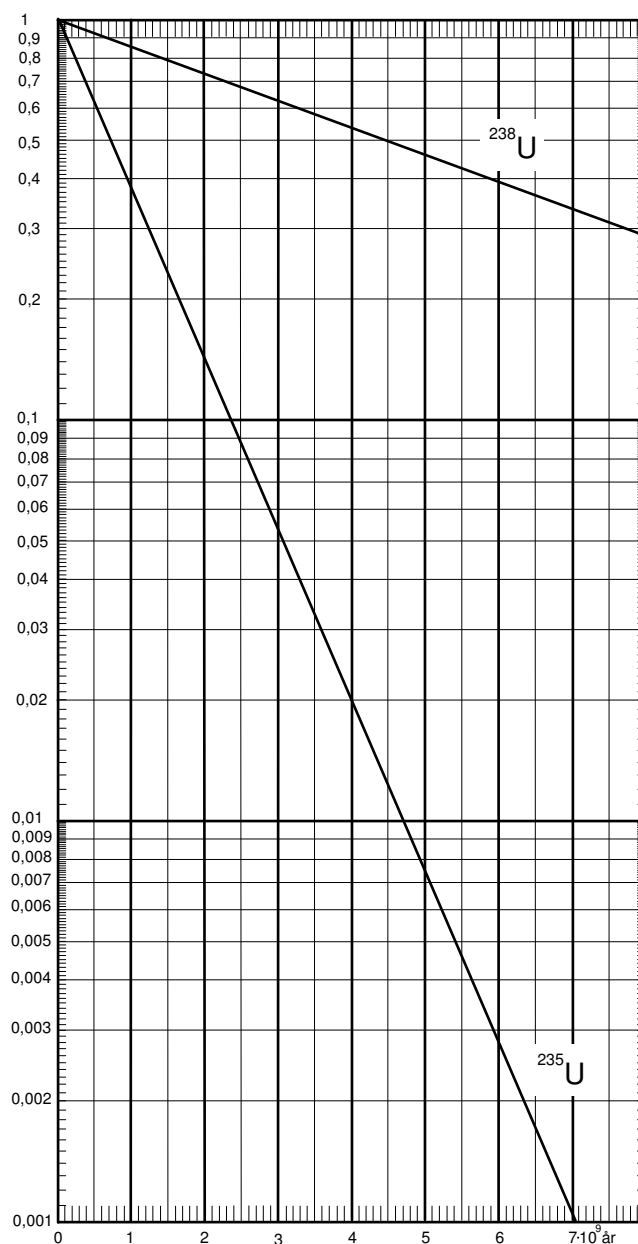
^{40}K er radioaktivt.

Hvor stor er aktiviteten i 1L havvand som følge heraf?

(Alle nødvendige oplysninger kan findes i Databogen.)

Opgave 17.

På følgende figur er der lige meget af de to isotoper ved år 0. (I kunne forestille jer 1 kg af hver)



1. Kontroller at de to linier er tegnet rigtigt.

2. Find andelen af ^{235}U i forhold til al uranen efter 5, 6 og 7 mia år. Og giv et bud på uranens alder.

3. Demonstrer hvorledes s-banen ender og forklar hvordan vi forestiller os at uranen er dannet.

Opgave 18.

Bohr eksperimenterede hos Rutherford med α -partiklers nedbremsning i aluminium.

Hvis Al-atomerne er kasseformet og ligger klodset op - om jeg så må sige - kan siden i kassen findes ud fra Aluminiums massefylde og atommasse og Avogadros tal.

Kassesiden kan sættes til diameter i Al-atomet.

Find dettes radius.

Kerneradier kan findes ved formlen

$$r = 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ m} \cdot \sqrt[3]{A}$$

Find radius for en Al-kerne.

Sammenlign med påstandene i teksten.

Opgave 19.

Find λ for de synlige linier ved (3) og sammenlign med databogen og evt. laboratorieøvelse.

Opgave 20.

Find konstanterne i (5) i Databogen og vis ved sammenligning med (4) at Bohrs grundlag altså gav mulighed for at *beregne* Rydbergs konstant. Og beregn den, naturligvis!

Opgave 21.

Vedr. fig. 13:

Sæt navn på den tegnede henfaldsserie. Indtegn de to andre serier.

Identificer den røde Balmerlinie. Find dens energi. Beregn dens bølgelængde ved hjælp af (1) og (3) i kapitel 4. Sammenlign med tidligere fundet værdi.

Opgave 22.

Find halveringstykkelserne $x_{1/2}$ for den i laboratorieøvelsen anvendte γ -stråling.

Find ved hjælp af den sidste ramme den lineære absorptionskoefficient μ .

Besvar denne opgave i rapporten til laboratorieøvelsen.

7. Web-links

Skjult i teksten teksten:

s.11	Søg Tjernobyl på google.dk
s.13, Nathans artikel	http://www.claus.munchow.net/DNA/Nathan.htm
s.19, Kuhnsk anomali	http://www.psy.ku.dk/karpatschof/Videnskabsteori og metodologi/2000/ref4.htm
s.19, plaget af situationen	http://www.gamma.nbi.dk/Galleri/gamma138/kvantemekanik.pdf
s.19, Videnskabsteori	http://www.nbi.dk/~natphil/FVT/BioVT/matr2007/Tema4_CB_bioVF2007.ppt
s.20, brownske bevægelser	http://galileo.phys.virginia.edu/classes/109N/more_stuff/Applets/brownian/brownian.html
s.21, senere fundne linier	http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/tables/hydspec.html
s.32, Richard Feynman	http://universer.dk/navne.htm#feynman
s.32, Jens Hebor	http://www.gamma.nbi.dk/Galleri/gamma131/hebor.pdf

Ellers:

Kernekort	http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/charts.asp
Det periodiske system	http://www.webelements.com
Albert Einstein online	http://www.westegg.com/einstein/
Niels Bohr Archive	http://www.nbi.dk/NBA/webpage.html
Billeder	http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/~jr/portraits.html
Og meget, meget mere	http://www.statsskolen.dk/fify/Elever/Fy/Links.html

8. Stikordsregister

- A, Massetal;2;3;4;5;6;7;8;9;13;14;15;25;35
 Abraham Pais;22
 Absorption;5;6
 Absorptionskoefficient;6;37
 Absorptionsloven;5
 Accelerator;11
 Aktivitet;5;36
 Alfahenfald;3
 Anslået tilstand;24
 Antal neutroner;3;4;5;7;9;15
 Antal nukleoner;2;3;4;5;6;7;8;9;13
 14;15;25;35
 Antal protoner;3;4;6;7;8;9;13;14
 Aristoteles;20;25
 Astronomi;25
 Atombombe;11
 Atomer;1;2;14;18;20;22;35
 Atomets eksistens;18
 Atomets masse;2;3;7;20
 Atomfysik;2;17
 Atomkernens eksistens;18
 Atommodel;25
 Atomnummer;3
 Attributter;32
 Balmer;21
 Balmers formel;21;22;23
 Barium;11;23;36
 Basel;21
 Becquerel;20
 Begyndelsesbetingelser;30
 Berigningsproces;10
 Bevarelse;3;4
 Big Bang;1;12;16
 Biler;4
 Bindingsenergi;7;8;9;35
 Biologiens kerne;21
 Blegdamsvej;10
 Blyklods;5
 Bohr, Niels;10;18;21;22;23;24;25
 31;32;33;37
 Bombe;2;10;11;12
 Bq;5
 Brint;1;3;11;12;14;20;35
 Brintatomet;22;24
 Brintlinier;21
 Brownske bevægelser;20
 Brændstof;11;12;13
 Bølgelængde;21;37
 Bølgemekanikken;26
 Cambridge;20
 Ci;5
 Coulombbarrieren;9
 Coulombkonstanten;23
 Cs-kilde;11;35
 Curie;5;35;36
 Demokrit;20
 Der liebe Gott;32
 Determinisme;25
 Deuterium;11
 Diagram;24
 Dilemma;22
 Einstein;7;18;20;22;32;33;37
 Einsteins fotonbetingelse;23
 Elektriske kræfter;9;10;20
 Elektromagnetisme;17
 Elektron;1;2;3;4;5;7;15;17;20
 22;23;24;25;30;33;35
 Elektronvolt;24
 Elementarladningen;1;5;7;9;11;13
 15;20;21;22;23;24;30;32;35
 Emissionsspektrum;24
 Energi;1;2;5;7;8;9;10;11;12;13
 18;20;23;24;36;37
 Energiniveau;24
 Energiudveksling;18
 Energiværdier;18
 Excitationsspring;23
 Exciterede tilstande;24
 Festfyrværkeri;13
 Filosofi;32
 Fission;2;5;8;10
 Fissionsbarriere;10
 Fissionsfragment;10;11
 Fissionsprodukt;10;11
 Forsinkede neutroner;11
 Fortiden;25
 Fotoelektriske effekt;5
 Foton;4;5;18;22;23;24
 Fotonen;5;18;22;24
 Fotonudsendelse;24
 Frekvens;18;23
 Fremtiden;25
 Fusion;1;2;8;9;11;13;14;15;35
 Gott, der liebe;32
 Grauballemanden;36
 Grundstoffer;1;13;35
 Grundstoffernes spektre;21
 Grundtilstand;24
 Guddommelige magter;32
 Halveringstid;5;6;11;35;36
 Halveringstykkelser;6
 Heisenberg;26;30
 Henfald;3;4;5;6;11;14;15;24;35;36
 Henfaldskonstanten;5;36
 Henfaldsloven;4;5
 Henfaldssandsynlighed;5
 Henfaldsspring;23
 Hevesy;22
 Himlens stjerner;12
 Indeterminisme;25;31
 Infrarød;21
 Ingenting;2
 Ionisere;12;24
 Isotoper;3;4;5;15;16;35;36
 J. J. Thomson;20
 Jern;8;13;14;15
 Kausalitet;25
 Kemi;2;3;10
 Kerne;1;2;3;4;5;7;9;10;13;14;15
 20;21;22;23;24;35;37
 Kernefysik;2;3
 Kernekort;3;4;35
 Kernekraft;2;9;15
 Kernemodel;20
 Kernens størrelse;20
 Kernereaktorer;10

Kinetisk energi;9
 Klassisk fysik;17;18;22;23;25;31;33
 Korrespondensprincip;22
 Kraftværksulykker;11
 Krig, 2. verdens-;10
 Kul;36
 Kulstof-12;2;3
 Kvantefysikken;10;18;22
 Kvantemekanikken;4;26;30;32
 Kvanter;4;11;18
 Kvantetal;22
 Kvanteteorien for atomets struktur;22
 Kædereaktion;11
 København;10;22
 Køling;11
 Ladningstal;3;4
 Levealder;4
 Liniespektre;18
 Liv;13
 Lys;13;17;18;23;25;33
 Lysabsorption;18
 Lysets hastighed;7;18;23
 Manchester;20;22
 Marsden;20
 Massedefekten;7;35
 Massetallet;3;4;6;7;35
 Matrixmekanikken;26
 Max Planck;18;22
 Maxwell;17
 Mikroskopisk;1;9
 Moderering;10
 Moderne fysik;17
 Modsigelser;22
 N ;3;4;7;9
 Natura non saltum fecit;25
 Naturkonstanter;23
 Nedbremsning;9;20;22;37
 Neutrino;11
 Neutron;1;2;3;4;7;9;10;11;12;14;15;35;36
 Neutronoverskud;6;9;10;11
 Newtons love;25
 Newtons mekanik;17
 Niel Bohr;10;18;21;22;23;24
 25;31;32;33;37
 Niels Bohr;10;18;21;22;23;24
 25;31;32;33;37
 Niels Bohrs Institut;10
 Nukleonmasse;7
 Nuklider;6;9;10;35
 Nutiden;25
 Oldtidens tænkere;32
 Omløbsfrekvens;23
 Overfladespænding;10
 Pais, Abraham;22
 Pareffekten;9;15
 Partikelaspekt;18
 Partikler;1;4;9;10;11;18;20
 periodiske system, Det;3
 Periodiske system, det;3
 Pigeskole;21
 Plancks konstant;18;23
 Plasmafase;12;24
 Positive ladning;11;20
 Positron;12
 Proton;1;2;3;4;7;9;12;14;15;22;35
 Protoner;1;2;3;4;7;9;14;15;22;35
 Punktladning;20
 R ;21;23;37
 Radioaktive familier;6;35
 Radioaktivitet;2;3;17;20;22
 Radon;36
 r -processen;14;15;16
 Rutherford;20;22;37
 Rydbergkonstanten;21;23;37
 Rydbergs konstant;21;37
 Rækkevidde;9
 Røntgenstråling;17
 Sandsynlighedslove;25
 Schrödinger;26
 Selvforstærkende;10;11
 Sommerfugl;21
 Spektrallinier;21;22
 Spektre;21;22
 Spring;23;25
 s -processen;14;15;16
 Stabilitet;3;7;9
 Stabilitetslinie;6;9;10
 Stationære tilstande;23;24
 Stjerne;13
 Stjernedannelse;12
 Stjernestof;15
 Strålingsintensitet;6
 $t_{1/2}$;5
 Tallerkner;4
 Temperatur;1;9;11;12;13;25
 Temperaturen;11;25
 Termonukleare processer;11
 Thomson, J. J.;20
 Tjernobylreaktoren;11
 Tungt vand;10
 Turbine;11
 Turbinen;11
 u ;7
 Ultraviolet;21
 unit;1;3;7;23
 Unit;7
 Uran;16
 Ustabile kerner;3
 Vand;10
 Varmebevægelser;11
 Varmestrålingens kvantisering;18
 Verdenshavene;11
 Verdensrummet;13
 Væskedråbe;10
 Væskedråbemodellen;10
 Wheeler;10
 Würfel;32
 Würfelwurf;4;32
 Z ;3;4;6;7;8;9
 Øvre atmosfære;36

9. Kernekort

