Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

O. Chr. Bøckman, in memoriam 73

Elementær kjernefysikk 74

J. D. Cockcroft (1897–1967) 78

Nobelprisen i fysikk 80

Partikler og deres klassifisering 83

Isobarisk spinn og analogtilstander i atomkjernen (I) 89

Bøker 82, 92



Nobelprisen i fysikk 1967: Hans A. Bethe (side 80).

Nr. 4 - 1967
29. årgang

. . . interessert i:

Anticoincidencesystemer
Computer (Bord-modell)
Dataloggere
Digitalvoltmetre
Elektrometre
Enkanals-analysator
Elektromagneter for forskning
Elektronspinspektrometre
Håndmåleinstrumenter for radioaktivitet

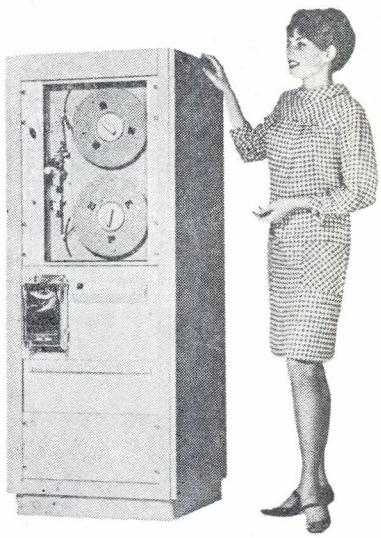
Høyvakuum-utstyr

Elektronmikroskop for metallurgi og fysikk
Incremental Tape Recorders
Komponenter (Høyohmsmotstander og høyspennings-regulerende rør)
Lasere, Ar, He-Ne og Co_2
Laserkomponenter
Magnet Power Supplies
Mangekanalsanalysatorer
Mössbauerspektrometre
NMR - utstyr
Oscilloscoper
pH Metre, digitale og for spesifikk ionmålinger
Planchetteller (Low Beta)
Prøveveksler
Pulsforsterkere
Pulshøydeanalysatorer
Radioaktivitetskontroll
Scalere
Sinusgeneratorer
Skrivere (laboratorie-)

vi har det:

RØDLAND & RELLSMO
P.B. 5617 Oslo 2
Tlf. 44 77 50

VESTLANDET:
P.B. 226 – BERGEN
Tlf. 79 384 (0830 - 1100)



SALG – SERVICE

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Redaktør: HAAKON OLSEN

Nr. 4 - 1967

29. årgang



Oluf Christian Bøckman

28. 6. 1889 — 20. 9. 1967

IN MEMORIAM

Norsk Fysisk Selskaps æresmedlem, direktør Oluf Christian Bøckman er gått bort. Med ham har Norsk Fysisk Selskap mistet sin mest trofaste medarbeider gjennom de år som er gått siden selskapet ble stiftet.

Hans innsats for Norsk Fysisk Selskap var på mange måter enestående. Han deltok aktivt da selskapet ble grunnlagt, og som medlem av styret i alle år var han en gjennomgangsperson i selskapets ledelse.

Han gikk effektivt inn for å få bygget opp selskapets økonomi, og hans interesse og innsats var ikke mindre sterk når det gjaldt selskapets faglige aktivitet, både på det rent vitenskapelige plan og for tidsskriftet Fra Fysikkens Verden, som stod hans hjerte særlig nær.

Den som hadde den glede å samarbeide med ham, lærte ham å kjenne som en edel og høyreist personlighet, som en idealist i ordets beste forstand. Han var samtidig en handlingens mann, alltid rede til å gjøre en helhjertet personlig innsats. Med sitt lune og elskverdige vesen spredte han lys og glede om seg hvor han kom, og vant venner overalt.

Direktør Bøckman vil blant oss fysikere alltid bli minnet i dypeste ærbødighet og takknemlighet, og hans navn vil stå skrevet med lysende skrift i Norsk Fysisk Selskaps historie.

Sverre Westin

Litt elementær kjernefysikk

Kristoffer Gjøtterud

Innledning.

I atom- og kjernefysikken får en bruk for nesten ufattelige små og ufattelige store tall. Overfor den oppgave å skulle forsøke å anskueliggjøre atomets litenhet, har det vært prøvet mange krumspring. La oss f. eks. prøve å anskueliggjøre hvor mange atomer det er i en liter vann. Hvis vi kan få et inntrykk av dette store tallet skulle vi samtidig kunne få et inntrykk eller en følelse av hvor små atomene må være når så mange får plass i et volum på en liter. Vi skal benytte oss av et tankeeksperiment. Tankeeksperimenter behøver ikke være gjennomførbare i praksis, men de må i prinsippet være mulige. I vårt tankeeksperiment setter vi merke på alle molekylene i en liter vann. Så tar vi literen og blander den jevnt og fint ut i alle verdenshavene som fyller et volum av størrelsesorden 1000 millioner km³. Dette skulle gi en temmelig tynn oppløsning av våre merkede molekyler. Dersom vi nå etter at oppløsningen er blitt jevn tar en liter sjøvann og teller opp de merkede molekylene som er i den, så vil vi finne at det er ca. 25 000. Og i hvert vannmolekyl er det to vannstoffatomer og et surstoffatom. Dette tankeeksperimentet formår forhåpentlig å gi et inntrykk av det svimlende antall atomer som til sammen utgjør en liter vann. Men eksperimentet lærer oss også at det er et endelig antall.

Kjernens størrelse og bygning.

Atomets utstrekning er liten, men allikevel endelig. I vår makroskopiske verden bruker vi millimeter, meter og kilometer som måleenheter når vi skal angi avstander. På det atomære plan, i mikrokosmos, brukes lengdeenheten ångstrøm (Å). Denne enheten går 100 millioner ganger opp i en centimeter. Diameteren i et vannstoffatom er omtrent 1 Å. Bølgelengden for synlig lys strekker seg fra rødt på ca. 8000 Å til violett på ca. 4000 Å. Dette er av avgjørende betydning for våre muligheter til å *se* atomene. Med det blotte øye kan vi i vanlig leseavstand se gjenstander som har en utstrekning på ca. en tiendedel av en mm. Det er i første omgang øyets konstruksjon som begrenser synets skarphet. Ved hjelp av det sterkeste mikroskop kan man se formen på bakterier som har en utstrekning på ca. 25-tusendedeler av en cm eller ca 2 500 Å. Og her er det lysets bølgenatur og bølgelengde som setter grense for hvor fine detaljer man kan skjelne. Det er en direkte sammenheng mellom lysets bølgelengde og utstrekningen av de minste objekter som kan sees. Når vi derfor skal studere detaljer i atomet må vi ty til andre hjelpemidler.

En av de få mulige metodene vi kan benytte er å skyte atomære partikler som elektroner, protoner, neutroner, heliumkjerner eller alfapartikler som de også kalles, eller enda tyngre ioner, mot de atomer vi vil studere. Disse prosjektilene kan så registreres etter at kollisjonen har funnet sted, og ut fra forandringen av prosjektilets fart og retning kan en slutte noe om atomets og kjernens egenskaper. Det var nettopp et slikt eksperiment fysikeren Rutherford gjorde i 1911. Han laget seg et meget tynt blad av gull. Det hadde en tykkelse på bare 3 000 Å. Mot dette tynne gullbladet sendte han så alfa-partikler som kom fra et naturlig radioaktivt preparat med en hastighet på ca. 15 000 km/s. Etter at alfa-partikkelen hadde passert gullbladet ble den stoppet av en scintillerende skjerm hvor den laget et lysglimt. Fra posisjonen av disse lysglimtene kunne en så bestemme alfa-partiklenes avbøyning.

Eksperimentet ga det høyst overraskende resultat at noen av alfapartiklene ble kastet tilbake fra gullbladet og altså ble avbøyet mer enn 90° fra sin opprinnelige bane. Dette skjedde med ca. 1 alfa-partikkel av 8 000 som ble skutt mot gullbladet, og det var helt uventet ut fra det bildet man den gang hadde av atomet. Nå var det blitt avslørt at hele den positive, elektriske ladningen og praktisk talt hele vekten av atomet var samlet i et meget lite volum. Rutherfords geniale eksperiment førte til oppdagelsen av atomkjernen. Den har en utstrekning som er så liten i forhold til atomets dimensjon at en har funnet det hensiktsmessig å innføre en egen lengdeenhet til bruk i kjernen. Denne enheten kalles fermi (F) og den går 100 tusen ganger opp i den atomære enheten ångstrøm.

Radien i vannstoffkjernen eller protonet er omtrent 1 F og avstanden ut til den mest sannsynlige bane for elektronet i vannstoffatomet er

100 000 protonradier. Atomets utstrekning og kjemiske egenskaper er helt ut bestemt av elektronene som vi her ikke skal komme nærmere inn på. I uranatomet, som har 92 elektroner, er det ca. 10 000 kjerneradier ut til den sannsynligste bane for de innerste elektronene. Før vi forlater Rutherfords eksperiment skal vi peke på et viktig trekk ved dette eksperimentet. Siden kjernene har så liten utstrekning og gullbladet er så tynt, var sjansen for at en alfapartikkel i det hele tatt skulle kollidere med en kjerne meget liten. Sjansen for at en alfapartikkel skulle kollidere med flere enn én kjerne var så liten at en i eksperimentet ikke fikk bidrag fra slike begivenheter. Når man derfor observerte en alfa-partikkel som var avbøyet fra sin opprinnelige retning, visste man at alfa-partikkelen hadde kollidert med én og bare én gullkjerne. Vi er altså i stand til å studere individuelle atomære prosesser. Dette er et karakteristisk trekk ved kjernefysiske eksperimenter og er av helt grunnleggende og avgjørende betydning for våre muligheter til å bestemme og måle fysiske egenskaper som er karakteristisk for en bestemt atomkjerne. Men vi ville ikke lære så mye av å registrere en eneste alfa-partikkel som har passert gjennom gullbladet. For å uttømme mulighetene for informasjon som vi kan få av eksperimentet, må det skytes et stort antall prosjektiler mot gullbladet. Da er det viktig at preparatet som beskytes består av samme slags kjerner i samme tilstand eller som vi også sier det: av identiske kjerner. Da er vi ikke avhengige av at kollisjonene skjer med én spesiell kjerne i preparatet.

Undersøkelsene av atomkjernenes utstrekning ble tatt opp igjen i siste halvdel av 50-årene av Hofstadter. Han benyttet en maskin som kan akselerere elektroner opp til hastigheter meget nær lysets hastighet. Disse hurtige elektronene ble anvendt som prosjektiler i eksperimenter som i prinsippet svarer til Rutherfords eksperiment. For å forstå at vi kan få mer presise og detaljerte informasjoner om atomkjernens utstrekning fra hurtige elektroner enn fra langsomme i et spredningseksperiment, må vi være klar over en eiendommelig dobbeltnatur ved både lys og materie. Det er allerede nevnt at det er lysets bølgenatur som setter grense for hvor fine detaljer vi kan skjelne i et mikroskopisk objekt. Det er imidlertid også fenomener som f. eks. fotoelektrisk effekt, hvor det klart avsløres at lyset har partikkelnatur. Lyset viser altså under noen omstendigheter bølgenatur og under andre omstendigheter partikkelnatur. Og bølge og partikkel har egenskaper som gjensidig utelukker hverandre. De er komplementære begreper. Det har også vist seg at materie i form av elektroner, protoner, neutroner osv. ikke alltid viser partikkelnatur, men også i noen eksperimenter klart avslører bølgenatur. Hofstadters eksperiment med spredning av elektroner mot atomkjerner viser at elektronene har bølgeegenskaper. Elektronene tilordnes en bestemt bølgelengde, den såkalte de Broglie-bølgelengde. Denne avhenger av elektronenes hastighet på en slik måte at jo hurtigere elektronene går, jo kortere er de Broglie bølgelengden. de Broglie-bølgelengden for elektronene som Hofstadter brukte var bare 2 tiendedeler av en fermi. Men en så kort bølgelengde på prosjektilet kan en vente å få informasjon om finere detaljer av enkelte aspekter ved kjernens struktur. Nå vil elektronene bare «se» kjernens elektriske ladning og det er således rene elektromagnetiske krefter som virker på og avbøyer elektronene idet de passerer gjennom kjernen. Fra måleresultatene kan en slutte seg til hvordan den positive elektriske ladningen fordeler seg over kjernevolumet og bestemme kjernens radius. Målingene viser at kjerneradien vokser jevnt fra 0,8 fermi for protonet til 5,5 fermi for vismuth 209, at ladningen fordeler seg jevnt over det indre av kjernevolumet og avtar gradvis og pent til null over et overflatesjikt som er 2 fermi for karbon 12 og vokser til en tykkelse på 2,7 fermi for vismuth 209.

Kjernereaksjon, forandringer av kjernen.

I begge de eksperimenter vi nå har diskutert, både Rutherfords og Hofstadters, studerte man elastiske kollisjonsprosesser, dvs. at det ved kollisjonen mellom prosjektil og kjerne ikke blir overført energi til kjernens indre. I begge eksperimentene var kjernen hele tiden i sin grunntilstand. Men man studerer også prosesser hvor prosjektilet absorberes eller fanges inn i kjernen og prosesser hvor kollisjonen er uelastisk. Ved absorbsjonsprosesser får en dannet nye kjerner. Vi skal senere nevne noen eksempler på det.

Ved uelastiske prosesser kan en overføre energi til kjernens indre, gjøre kjernen mere energirik eller som vi også sier det: overføre kjernen fra grunntilstanden til en eksitert tilstand. Når kjernen er i en anslått eller eksitert tilstand er den ustabil og vil plutselig kunne avgi sin eksitasjonsenergi i form av gammastråling og således komme tilbake til grunn-

tilstanden. Gammastråling adskiller seg fra røntgenstråler, varmestråler, lys, radarbølger og radiobølger bare ved bølgelengden.

Registreringen og studiet av gammastrålingen som sendes ut etter at et proton eller et neutron er blitt fanget inn i en kjerne er en viktig metode til å få informasjon om kjernens anslåtte tilstander og indre struktur. Gammastrålingen kan sees på som kodede signaler fra kjernen som kan røpe noen av kjernens hemmeligheter. Fysikerens oppgave blir å registrere signalene og å løse koden.

Vi har allerede brukt begreper som isotop, kullstoff 12 og vismuth 209, og nå skal vi se nærmere på hva disse begrepene betyr. Vi vet nå at kjernen er bygget opp av elementærpartiklene protonet og neutronet. Protonet har en positiv elektrisk elementærladning og neutronet er elektrisk nøytralt. Det er antall protoner i kjernen som bestemmer de kjemiske egenskapene for atomet. Antallet elektroner i atomet er nemlig lik antallet av protoner i kjernen, og som jeg nevnte tidligere er det antallet elektroner i atomet som bestemmer de kjemiske egenskapene. Derfor har atomer (stoffer) med samme antall protoner i kjernen samme kjemiske egenskaper, selv om de kan ha forskjellig atomvekt på grunn av forskjellig antall neutroner. Slike atomer kalles isotoper. Alle atomer med bare ett proton i kjernen er således hydrogenisotoper, alle med 6 protoner er karbonisotoper osv.

Isotoper av grunnstoffene dannes ved forskjellig kjernereaksjoner. Hvis f. eks. et langsomt neutron kolliderer med et proton, er det en liten sjanse for at protonet og neutronet bindes sammen og danner en ny kjerne, deuteronet. Et atom med denne kjerne kalles deuterium. Det har samme kjemiske egenskaper som hydrogen siden begge har ett proton i kjernen, men deuteriumatomet er dobbelt så tungt som hydrogenatomet. I vannmolekylet kan de to hydrogenatomene erstattes av deuterium. Vi får da tungtvann. I et tonn naturlig vann er det 40 gram tungtvann.

Dersom langsomme neutroner kolliderer med deuteroner er det igjen en liten sjanse for at neutronet blir fanget inn i deuteronet. Det dannes da en ny hydrogenisotop som kalles triton. Et atom med triton til kjerne kalles tritium. Protonet og deuteronet er stabile kjerner. De vil fortsette å være et proton og et deuteron i ubegrenset tid hvis de ikke utsettes for altfor voldsomme kollisjoner med andre kjernepartikler. Tritonet er imidlertid ikke stabilt. Det vil plutselig kunne sende ut et elektron og gå over til en isotop av et nytt grunnstoff, nemlig helium 3. Tritonet er radioaktivt og selve prossen kalles betadesintegrasjon.

Vi vet at det ikke finnes elektroner inne i kjernen og vi vet at protonet ikke er et neutron pluss et positivt elektron eller at neutronet er et proton pluss et negativt elektron. Og likevel er neutronet selv i fri tilstand en ustabil partikkel. Den vil plutselig gå over til et proton pluss et elektron. Vi så også at det ble sendt ut et elektron fra tritonkjernen. Det var ikke før, det er plutselig skapt. Et av neutronene i tritonet er plutselig omdannet til et proton og et elektron. Elektronet kan ikke være i kjernen. Det sendes ut, og vi har fått en kjerne med to protoner og ett neutron, og dette er kjernen helium 3. Oksygen 14 er en kjerne med 8 protoner og 6 neutroner. Denne kjernen har for få neutroner til å være stabil og den vil komme til å sende ut et positivt elektron og gå over til den stabile isotop nitrogen 14. I kjernen oksygen 14 er det et proton som plutselig går over til et neutron og et positivt elektron som sendes ut av kjernen.

Av disse eksemplene lærer vi flere ting. Vi legger merke til at en kjernes stabilitet avhenger sterkt av forholdet mellom antallet protoner og neutroner i kjernen. Tritonet har for mange neutroner, og oksygen 14 har for få. I de lette stabile kjernene er det omtrent like mange protoner og neutroner. I de tyngre kjernene er det flere neutroner enn protoner. Den hyppigst forekommende blyisotopen har 82 protoner og 126 neutroner, tilsammen 208 nukleoner. Alle protoner har positiv elektrisk ladning, og like ladninger frastøter hverandre. Hvordan kan så nukleonene i kjernen allikevel holde sammen? Svaret er at det foruten elektriske krefter mellom protonene virker en ny type kraft, en kjernekraft som bare virker når protonene er meget nær hverandre. Kjernekraften trekker protonene mot hverandre så lenge avstanden mellom dem ikke blir for liten. Kjernekraften er den samme mellom to protoner, et proton og et neutron og mellom to neutroner. Vi forstår nå at det må være flere neutroner enn protoner i en tung kjerne. Når antallet protoner øker blir den elektriske frastøtning sterkere og det må flere neutroner til for å nøytralisere denne effekten med tiltrekkende kjernekrefter.

Vi kjenner i dag nesten 1400 kjerner. Av disse er flere enn 700 ustabile og av disse har vi som eksempel omtalt et par: tritonet og oksygen 14. Tritonet desintegrerer til helium 3 og et negativt elektron og oksygen 14 til nitrogen 14 og et positivt elektron. Om disse

radioaktive kjernene har vi sagt at de før eller siden vil desintegrere. Vi kan ikke angi nøyaktig tidspunktet for desintegrasjonen. Vi kan bare uttale oss om sannsynligheten for at en radioaktiv kjerne desintegrerer i løpet av en bestemt tid. Denne sannsynligheten kan være høyst forskjellig for de ulike kjerner. Et mål for desintegrasjons-sannsynligheten er gitt ved halvlevetiden. Denne bestemmes slik: En prøve inneholder et stort antall av en bestemt radioaktiv kjerne. Hver enkelt kjerne desintegrerer etter tilfeldighetens lov og en observerer i et bestemt tidspunkt intensiteten eller antallet av elektroner som kommer ut av prøven. En bestemmer altså hvor mange kjerner som desintegrerer i dette tidspunktet. Etterhvert blir det færre ustabile kjerner og antallet elektroner som kommer ut fra preparatet avtar. Halvlevetiden er nettopp tiden det tar til intensiteten har avtatt til halvdelen av den intensitet som først ble bestemt. Da vil antallet ustabile kjerner i preparatet være redusert til det halve. For et fritt neutron er halvlevetiden 12 min., for tritonet 12,6 år, for oksygen 14 71 sekunder og for den tyngste naturlig forekommende kjerne, uran 238, er halvlevetiden 1000 millioner år.

Ut fra vårt kjennskap til de dynamiske forholdene inne i kjernen er vi i dag i stand til å forutberegne desintegrasjonssannsynligheten for en rekke ustabile kjerner og også levetiden for anslåtte tilstander i mange stabile og ustabile kjerner. Vår teoretiske forståelse av nukleonenes bevegelser og samspill i kjernen, uttrykt i et detaljert matematisk språk, settes under streng prøvning ved beregning av nettopp slike kjerneegenskaper som desintegrasjons-sannsynligheter og overgangssannsynligheter.

Masse og energi. Fusjon, fisjon.

I det eksemplet vi nettopp diskuterte fikk vi dannet et deuteron ved å la et langsomt neutron kollidere med et proton. Så sendte vi et langsomt neutron mot deuteronet og fikk dannet triton. Tritonet vil før eller senere sende ut et elektron og bli omdannet til den stabile isotopen helium 3. I en kollisjon mellom et neutron og helium 3 er det en mulighet for at neutronet fanges inn og at helium 3-kjernen omdannes til den naturlig forekommende helium-isotopen helium 4 som nettopp er den mye omtalte alfa-partikkel.

I denne serie av kjernereaksjoner som fører til dannelsen av helium 4 blir det frigjort energi. Massen av et fritt proton og et fritt neutron er større enn massen av deuteronet og massen av et fritt neutron og deuteron er større enn massen av tritonet. Massen av tritonet er større enn massen av helium 3, og til slutt er massen av et fritt neutron og helium 3 større enn massen av helium 4. Alt i alt er det forsvunnet masse under prosessen. For 70 år siden ville dette vært fullstendig uforståelig. Da mente man at det var en naturlov at masse ikke kunne forsvinne. Ifølge Einsteins relativitetsteori er imidlertid masse en form for energi, og materie eller masse kan forvandles til andre former for energi. Idag mener vi at det er en naturlov at masse og energi i andre former tilsammen er konstant. Det som har skjedd i våre kjernereaksjoner er at noe av massen er gått over til andre energiformer som f. eks. gammastråling. Nukleoner som er frie har mere energi i form av masse enn de samme nukleoner bundet sammen til en kjerne. Dersom vi omvendt vil plukke helium 4-kjernen fra hverandre, må vi utføre et arbeid mot kjernekreftene som holder dem sammen. Vi må tilføre kjernen energi, og den energien som skal til for å gjøre nukleonene frie igjen, kalles bindingsenergien. Bindingsenergien svarernøyaktig til den massen som forsvant, og sammenhengen mellom bindingsenergien og den forsvundne masse er gitt ved Einsteins berømte formel: energi er lik masse ganger lyshastigheten ganger lyshastigheten.

Reaksjonene vi har diskutert kalles fusjoner. Det er en lignende prosess som foregår på solen og som får den til å lyse og varme. Denne prosessen kalles proton-proton sykel og foregår slik: Meget hurtige protoner kolliderer og danner et deuteron og et positivt elektron. Et proton kolliderer så med deuteronet og danner helium 3. Så kolliderer to helium 3-kjerner og danner helium 4 og to protoner. Også i denne reaksjonssyklen forsvinner det masse som vi får tilbake som energi blant annet i form av lys og varme. Solen er vår viktigste energikilde, og den energien som solen stråler ut i verdensrommet betaler den for med noe av sin masse. Vi kan glede oss over at solen er stor og tung. I proton-protonsykelen må protonene kollidere under store hastigheter for at de skal kunne overvinne den elektriske frastøtningen og komme tilstrekkelig nær hverandre. På jorden er det hittil bare lykkes å starte en ukontrollert fusjonsprosess, nemlig vannstoffbomben. I solens indre er det høye temperaturer og alle betingelser for å holde fusjonsprosessen i gang.

I 30-årene var fysikeren Fermi opptatt av mulighetene for å lage grunnstoffer som ikke

naturlig finnes på jorden. Det tyngste naturlige grunnstoffet er uran. Fermis idé var å skyte uran med neutroner. Hvis et neutron ble fanget inn i en urankjerne kunne en få en ustabil uranisotop som ved utsendelse av et negativt elektron ville gå over til et grunnstoff med atomnummer 93. Grunnstoffer med atomnummer høyere enn 92 kalles transuraner. Vi kjenner idag en rekke transuraner. For en spesiell hastighet av neutronet vil det lett absorberes i ^{238}U og danne ^{239}U som sender ut en gammastråle og deretter et negativt elektron med en halvlevetid på 23 min. Restkjernen er et nytt element, neptunium (^{239}Np) og denne kjernen er selv radioaktiv. Den sender ut et elektron med halvlevetid på 2–3 dager og danner elementet plutonium (^{239}Pu). ^{239}Pu er også radioaktiv og sender ut en alfa-partikkel. Her er halvlevetiden 24000 år. Men tilbake til Fermis eksperiment. Det så til å begynne med ut som om han hadde hell med seg i sitt forsøk på å lage transuraner. Det ble i forsøket påvist elementer med kjemiske egenskaper forskjellig fra uran. Overraskelsen var stor da man fant at et av reaksjonsproduktene var barium med atomnummer 56. Disse eksperimentene, som ble utført like før 2. verdenskrig førte til oppdagelsen av fisjonen: et hurtig neutron fanges inn i ^{238}U og danner ^{239}U i en eksitert tilstand hvor kjernens form er i sterke svingninger. Formen på kjernen er avlang som et egg og under svingningene snører kjernen seg plutselig sammen på midten og blir til to nye letter kjerner som farer fra hverandre med store hastigheter. Disse er reaksjonsproduktene som f. eks. ofte er en bariumisotop og en kryptonisotop. De vil begge ha for mange neutroner og derfor være ustabile, radioaktive. Nå er summen av massene av reaksjonsproduktene mindre enn massen av ^{239}U. Det forsvinner altså masse i reaksjonen, og denne massen er det som blir tilgjengelig i form av energi. Når fisjonsprosessen kan utnyttes i stor målestokk som energikilde er det fordi det frigjøres neutroner som kan starte nye fisjoner, altså en kjedereaksjon. Det er interessant å legge merke til at ^{235}U fisjonerer langt lettere enn ^{238}U og kan fisjonere ved innfangning av selv de langsomste neutroner. Dette er karakteristisk for atomkjerner. De skifter egenskaper når vi putter inn et nukleon eller tar ut et nukleon.

Slutning.

Allerede i antikken spekulerte man på om materien var kontinuerlig eller atomistisk. Idag vet vi at den er atomistisk og denne viten bygger på kritisk utførte eksperimenter, på erfaring.

Vi har idag en detaljert eksperimentell og teoretisk viten om atomkjernene, men ennå synes de ubesvarte spørsmålene flere enn de besvarte. Og det er de ubesvarte spørsmålene som inspirerer til fortsatt forskning.

J. D. COCKCROFT

(1897–1967)

K. J. Knutsen

I 1951 ble Nobelprisen i fysikk delt mellom John Douglas Cockcroft og Ernest Thomas Sinton Walton. De fikk prisen vesentlig på grunn av at de var de første som greidde å spalte atomer ved hjelp av partikler som ble akselerert på kunstig måte. I 1932 lyktes det dem å få dannet α-partikler ved å bombardere litium med protoner. Protonene ble akselerert med en maskin som nå er kjent som en Cockcroft-Walton-maskin. Som bekjent ble de første kunstige omvandlinger av atomkjernene foretatt av Rutherford i 1919. Han brukte α-partikler fra naturlig radioaktive stoffer. Men på denne måten var variasjonsmulighetene små, og man innså derfor raskt nødvendigheten av å finne en metode til å akselerere partikler ad kunstig veg. Det første anlegget Cockcroft og Walton bygget hadde et spenningsfall på ca. 300 kV. På denne tiden var det en forholdsvis kurant sak å bygge transformatorer til slike spenninger. Men da vekselspenning ikke egnet seg, måtte spenningen likerettes. De nødvendige kondensatorer for formålet fikk de kjøpt,

men likeretterne og akselerasjonsrøret måtte Cockcroft og Walton konstruere selv.

Senere bygget de en maskin med en stabil spenning på ca. 700 kV. Det var utenkelig å bygge rør som kunne sperre for disse spenninger, men ved en anordning som er angitt på fig. 1, unngikk de vanskelighetene.

Transformatoren T har en maksimal spenning U. Spenningen på den øverste platen av kondensatoren C_1 vil på grunn av jordingen svinge mellom 0 og 2U. Den øverste plate på C_2 og den nederste plate på C_4 får spenningen 2U, da strømmen bare går igjennom en veg i rør 2. Den nederste platen på C_3 vil ha spenninger mellom 0 og 2U, mens den øverste har spenninger mellom 2U og 4U. Rør 4 slipper også bare strøm gjennom en veg, og følgelig blir spenningen på den øverste plate av C_4 lik 4U. Spenningen mellom den øverste plate av C_4 og jord blir nå 4U, men likevel trenger ikke noe rør eller noen kondensator å sperre for mere enn 2U.

Cockcroft og Walton benyttet en slik spenningskilde til å akselerere protoner i et akselerasjonsrør. Protonene P lot man så bombardere et litiumtarget T (fig. 2). Når akselerasjonspotensialet nådde 125 kV, observerte man lysende flekker på sinksulfidskjermen S. Flekkene syntes å være identiske med dem som ble dannet av alfa-partikler. Dette ble også ytterligere bekreftet i et tåkekammer. Man antok da at følgende reaksjon måtte foregå:

$$_3Li^7 + {}_1H^1 \rightarrow 2\,{}_2He^4 .$$

For å påvise at det ble dannet to alfapartikler samtidig utførte de et eksperiment tilsvarende det som er antydet på fig. 2, men med to

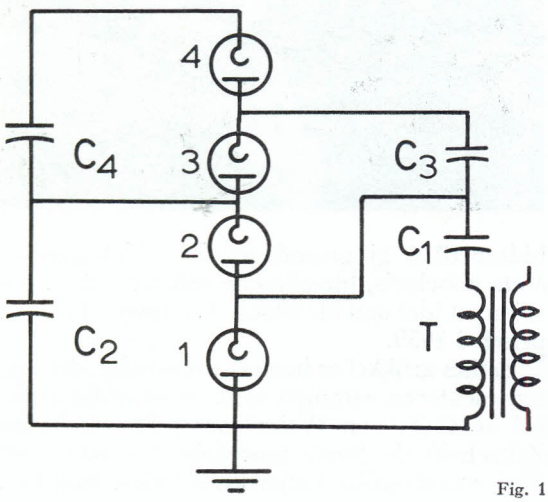
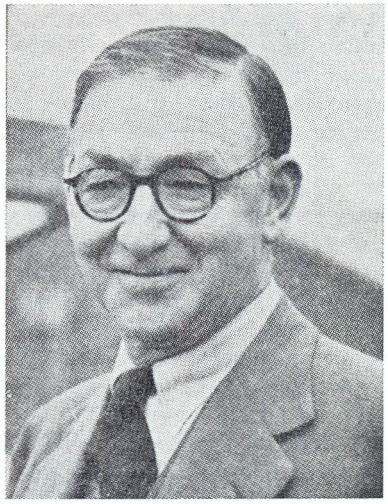


Fig. 1



scintillasjonsskjermer på hver sin side av target. To observatører sendte beskjed om scintillasjonene inn på en telegrafrull. Dette forsøket bekreftet deres antakelse.

Eksperimentet førte også til den første eksperimentelle bekreftelse av Einsteins masse-energi relasjon. Ved å måle alfa-partiklenes rekkevidde i luft, fant man at den frigjorte energi ved reaksjonen var ca. 17 eV.

Selv om ikke atomvektene var så særlig nøyaktige på dette tidspunkt, fant man at den masse som var forsvunnet og den energi som var frigjort passet ganske godt med Einsteins relasjon. Cockcroft skrev selv om dette: «We have already seen that in the process 0,0185 units of mass were lost. The truth of Einstein's prediction, the whole future of atomic energy, now hung on one thing: the substitution of 0.0185 for «m» in the equation and the comparison of the energy release thus theoretically predicted with the actual energy release measured. Would they agree?

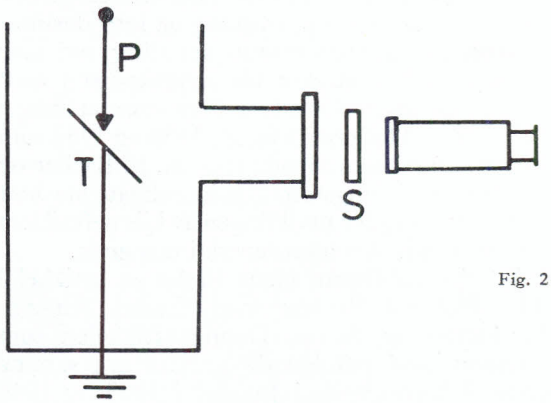


Fig. 2

Agree they did. Within the limits of experimental error they agreed virtually down to the last decimal place.

That was it. It was the proof — for which the scientific world had been waiting for over a quarter of a century — of the interconvertibility of matter and energy. It was proof of the vast resources of power lying dormant in the atom, locked away there in the slumbring form of matter, waiting to be released from its state of stupor by the magic caress of an atomic particle — like Sleeping Beauty awaiting the kiss of her Prince Charming». (Fra: «The Story of Atomic Theory and Atomic Energy» by J. G. Feinberg).

Selv om nok Cockcrofts vesentligste arbeider er å finne innen kjernefysikk, var han en meget allsidig vitenskapsmann. Under annen verdenskrig var han f. eks. med og utviklet radaren. Han hadde også flere administrative stillinger. Han var bl. a. den første direktør for Atomic Research Establishment i Harwell.

Cockcroft interesserte seg meget for den vitenskapelige utdannelsen. Han var av den mening at studentene burde få en meget omfattende utdannelse i grunnleggende fag. Med så store tekniske fremskritt som man har i dag, vil spesialkunnskaper fort bli foreldet, og uten solide grunnleggende kunnskaper vil en overgang fra det ene til det andre felt bli vanskelig. Hans vitenskapelige karriere burde være et godt eksempel på at hans mening om den vitenskapelige utdannelse er riktig.

Nobelprisen i fysikk 1967

Nobelprisen i fysikk for 1967 er tildelt professor Hans A. Bethe, Cornell University, USA for hans bidrag til den kjernefysiske forskning, spesielt i forbindelse med kjernereaksjoner i stjernenes indre.

Professor Bethe er født 2. juli 1906 i Strassburg. Han studerte hos professor Arnold Sommerfeld i München og tok doktorgraden der i 1928. Han var en av Sommerfelds nærmeste medarbeidere inntil han i 1934 flyttet til Bristol. Siden 1935 har han vært knyttet til Cornell University i Ithaca, N.Y.

I årene 1934–35 under sitt opphold i England ga Bethe flere betydningsfulle bidrag til den teoretiske kjernefysikk, dels alene og dels i samarbeide med R. Peierls. Han studerte blant annet deuteronets oppbygning og foto-desintegrasjon og neutron-proton spreding ved lave energier. Disse studier ble sammenfattet med studier av andre forfattere i tre store artikler i Reviews of Modern Physics i 1936 og 1937 som Bethe skrev i samarbeide med R. F. Bacher og M. Stanley Livingston. Disse artiklene har hatt stor betydning for utviklingen av kjernefysikken og var standard referanseverk i mange år.

I 1939 publiserte Hans Bethe en artikkel i The Physical Review med tittelen «Energy Production in Stars». Denne artikkelen som sammen med påfølgende artikler om samme emne i Astrophysical Journal i 1939 og 1940



bidrar til å gi grunnlaget for tildelingen av årets nobelpris, ble allerede ved utgivelsen påskjønnet idet den ble tildelt A. Cressy Morrison prisen i 1939.

Bethes artikkel er bemerkelsesverdig idet den representerer, sammen med en samtidig artikkel av C.,F. von Weizsächer i Physikalische Zeitschrift de første teoretiske betraktninger over energi-*kilden* i stjernenes indre. Inntil da

hadde en vært mest opptatt av energitransporten i det indre av stjernene der Eddingtons og Chandrasekhars teorier hadde vært grunnleggende. Bethe og von Weizsäcker kommer i artiklene frem til omtrent de samme konklusjoner.

Bethes artikkel beskjeftiger seg med spørsmålet om energiproduksjonen i stjerner ved kjernereaksjoner. Bethe påviser at ved en spesiell type kjernereaksjoner som han kalte karbon-nitrogensyklusen vil en «forbrenning» finne sted, der fire hydrogenatomer under tilstedeværelse av karbon smelter sammen til helium:

$$4p \rightarrow He^4 + 2e + 2\nu \qquad (1)$$

(e er positron, ν er neutrino).
under frigivelse av energi — uten at mengden av det tunge grunnstoffet karbon forandres. Denne «detalj» er meget viktig for stabiliteten av stjernen: Opasiteten av stjerner, som angir absorpsjon av elektromagnetisk stråling i stjernen, avhenger stort sett av de tyngre elementer: en forbrenning uten forbruk av tyngre elementer gir konstant opasitet og dermed konstant energidissipasjon, dvs. stabile forhold.

Bethe påviste at vekselvirkning mellom et proton og et karbonatom er spesiell i den forstand at karbonatomet ikke forsvinner. For en kjerne som er lettere enn karbon vil en reaksjon med et proton føre til emisjon av en alfapartikkel med omdannelse av elementet, og for en kjerne som er tyngre enn karbon vil vekselvirkningen med et proton bare skje ved strålingsinnfangning, igjen med omdannelse av elementet.

Karbon-nitrogensyklusen, ligning (1), som i detalj har reaksjonsskjemaet

$$\begin{array}{ll} C^{12} + p \rightarrow N^{13} & N^{13} \rightarrow C^{13} + e + \nu \\ C^{13} + p \rightarrow N^{14} & N^{14} + p \rightarrow O^{15} \\ O^{15} \rightarrow N^{15} + e + \nu & N^{15} + p \rightarrow C^{12} + He^4 \end{array} \qquad (2)$$

er derfor den eneste prosess ved siden av den mer direkte hydrogensyklus

$$\begin{array}{l} p + p \rightarrow H^2 + e + \nu \qquad H^2 + p \rightarrow He^3 \\ He^3 + He^3 \rightarrow He^4 + 2p \\ He^3 + He^4 \rightarrow Be^7 \rightarrow Li^7 + e + \nu \\ Li^7 + p \rightarrow 2He^4 \end{array} \qquad (3)$$

som effektivt kan komme på tale som mekanisme for energiproduksjon i stjernenes indre. Vi legger merke til at karbon-nitrogensyklusen og hydrogen-syklusen har samme reaksjonsutbytte totalt, nemlig som gitt i ligning (1).

Bethe påviste at temperaturen i den sentrale del av solen i følge teorien beløper seg til 18.5 millioner grader, dette er i god overensstemmelse med 19 millioner grader beregnet ut fra Eddingtons teori for energitransporten i solen. Bethes beregning viser derfor at karbon-nitrogensyklusen kan være ansvarlig for energiproduksjonen i solen. Han påviste at mens denne prosess er av vesentlig betydning i varme stjerner, vil hydrogen-syklusen være vesentlig i de kjøligere stjerner. Vi vet idag at både reaksjon (2) og (3) bidrar til energiproduksjonen i solen.

Bethe fant også det meget viktige resultat at ingen elementer tyngre enn He kan i noen vesentlig grad bygges opp i stjernenes indre ved kjernereaksjoner. Det som finnes av tyngre elementer i stjernene må derfor ha blitt dannet under stjernens tilblivelse.

Hans Bethe arbeidet innenfor praktisk talt alle grener av den teoretiske fysikk. Han har gitt verdifulle bidrag til astrofysikken, kjernefysikken, kvanteelektrodynamikken, de faste stoffers fysikk, mesonteorien og til hydrodynamikken.

Få nålevende fysikere har hatt en slik betydning for utviklingen av fysikken som Hans Bethe. Dette skyldes ikke bare de mange vitenskapelige avhandlinger som er kommet fra hans hånd. Som sin lærer Arnold Sommerfeld har Bethe bidratt til utviklingen gjennom de mange studenter han i tidens løp har hatt. De mange utmerkede oversiktsartikler Bethe har skrevet, har også uten tvil preget de enkelte fagområder av fysikken. Den beste illustrasjon her er kanhende hans større arbeider fra 1932–37. I løpet av disse fem årene skrev Bethe tre betydningsfulle verk: «Quantenmechanik der Ein- und Zwei-Elektronenprobleme» i Handbuch der Physik, bind 24/1 (1932), «Elektronentheorie der Metalle» sammen med A. Sommerfeld i Handbuch der Physik, bind 24/2 (1933) og de tre ovenfor nevnte artikler om kjernefysikk i Rev. Mod. Phys. sammen med R. F. Bacher og M. Stanley Livingstone.

Det første av disse verker er enda idag et standard verk i anvendt kvanteelektrodynamikk: den nye utgave av verket som ble gitt ut i samarbeide med E. B. Salpeter i den nye Springer «Handbuch der Physik» i 1956 er nærmest identisk med den første utgaven. Det andre av verkene, om elektronteorien for metallene, må betraktes som grunnlaget for hva vi idag kaller faste stoffers fysikk. Artikkelen er meget fullstendig og klart skrevet. Det tredje verk, artiklene om kjernefysikk, var de første

sammenfattende arbeider på dette felt. De fremstilte for første gang kjernefysikken som en egen gren av fysikken.

Årets Nobelpris-vinner er spesialisten på praktisk talt alle områder av fysikken. Som R. F. Bacher og V. F. Weisskopf uttrykker det i festskrift til Bethe på hans 60-års dag: Vi lever i industrialismens tidsalder der spesialisering er tidens løsen. Hvor er den mann som egenhendig kan frembringe det ferdige produkt som bærer preg av skaperens innsikt og kunnskap? Den store kunsteren innenfor vårt yrke, mesteren i sitt fag, er Hans Bethe.

H. O.

Bøker

E. N. da C. Andrade: Rutherford og moderne atomfysikk. Cappelens Realbøker, 1965. Pris kr. 12,80.

Denne boken er meget mer enn en biografi over Rutherford, kjernefysikkens far. Den er også langt på vei en lærebok i datidens teoretiske og eksperimentelle atomfysikk og dessuten ikke minst en fysikkhistorie hvor praktisk talt alle fysikere fra den tiden omtales.

Boken åpner med en skildring av tidsmiljøet da Rutherford begynte sine fysikkstudier, først på New Zealand og senere som «stipendiat fra utstillingen i 1851» i England. Også på den tiden ble vitenskapen for en stor del finansiert av overskudd fra folkeforlystelser ,dengang utstillinger, nå fotballkamper. Senere, like etter at han hadde vært med på å skåle for det nyoppdagede elektron: «måtte det aldri bli til nytte for noen», dro Rutherford til Canada hvor han fortsatte og utvidet sine undersøkelser av de radioaktive stoffene. Der ble laboratoriet hans finansiert av en tobakksfabrikant som selv hatet tobakksrøking! I 1907 vendte han tilbake til England, først til Manchester senere til Cambridge, hvor han skapte det i et par tiår ubestridte verdenssentrum for kjernefysikken.

Professor Andrade har selv arbeidet sammen med Rutherford i Manchester. Dessuten har han blandt annet utgitt diktsamlinger så hans kvalifikasjoner for å skrive denne boken skulle være de beste. Boken er også meget velskrevet og interessant og gir et godt bilde av Rutherfords arbeid, men Rutherford som person forsvinner nesten i alt det andre.

Boken anbefales alle som er eller ønsker å bli interessert i atom- og kjernefysikkens tilblivelse og utvikling og i de menneskene som foresto denne utviklingen.

F. Bakke

B. Urgošik: Physical Electronics. Physics Paperback No. 5. 184 s., 123 fig. Iliffe Books Ltd., London, 1967. 18 s. 6 d. netto.

Boken er en av en serie billigbøker som omfatter utvalgte områder innen nyere fysikk, og er blitt til ved samarbeid mellom et tsjekkisk og et engelsk forlag. En tsjekkisk fysiker har skrevet boken, men under oversettelsen er den «up-dated» av en engelsk spesialist. Stoffet er ordnet i to grupper: fysisk og teknisk elektronikk, slik at man først får kort forklart det fysikalske grunnlag til forståelse og beregning av elektronenes bevegelse under påvirkning av elektriske og/eller magnetiske felter, om nivåer, o. s. v. Den tekniske del av boken omfatter korte forklaringer av konstruksjon og virkemåte for en del elektroniske komponenter og apparatur, som fotoselle, katodestrålerør, ionisasjonsvakuumeter, radiorør m. m., samt linsesystemer, med elektronemikroskop.

Det sier seg selv at når alt dette og 123 figurer skal plasseres på 170 sider (tekst-), vil hver enkelt beskrivelse bli meget kortfattet og overflatisk. Man har prestert elektronet som partikkel og bølge, inklusive Millikans og Thomsons forsøk, på ca. 9 sider; og katodestrålerøret på 34 linjer. På passende steder er puttet inn enkle utledninger og formler (ca. gymnasnivå) samt noen talleksempler. De 123 figurene til understøttelse av beskrivelse og forklaringer er gjennomgående meget enkle og klare. Enkelte unntak gjelder halvtone-bilder av noen gjenstander tilsynelatende av gammel dato, og som nærmest er overflødige.

Boken må betraktes som en kortfattet håndbok eller oppslagsbok for dem som ikke har behov for å gå dypere i emnet; for studenter ved tekniske skoler og høyskoler, universiteter, som en første innføring i emnet, og for gymnaslektorer til litt variasjon i pensum. Trykk og innbinding (karton-omslag) er av god standard.

H. Torgersen

Perspectives in Modern Physics, Editor: Robert E. Marshak, John Wiley & Sons, New York, London, Sidney. Pris kr. 194,–.

Perspectives in Modern Physics er et festskrift til Professor Hans Bethe på hans 60-års dag 2. juli 1966. Boken inneholder artikler av 44 forfattere, som er tidligere medarbeidere og studenter. La meg med en gang si at ulikt de fleste «festskrifter» inneholder denne bok en rekke verdifulle informasjoner gjennom de mange til dels helt ypperlige, oversiktsartikler.

Boken innledes med en beretning om Hans Bethes fremragende bidrag til den teoretiske fysikk på så mange områder fra astrofysikk, kjernefysikk og kvanteelektrodynamikk til hydrodynamikk. De påfølgende artikler spenner over de samme mangfoldige områder og gir dermed et godt billede av Bethes bredde som teoretisk fysiker.

Boken gir et tverrsnitt av moderne fysikk i korte artikler skrevet av noen av de fremste eksperter på de forskjellige felter. Samtidig gir noen av artiklene korte glimt av viktige hendelser i fysikken, som for eksempel M. Stanley Livingstons beretning om utviklingen av akseleratorer og W. Lambs beskrivelse av målinger av energinivåer i lette atomer. Boken avsluttes med en liste over Hans Bethes arbeider. Uheldigvis er ikke listen fullstendig. For eksempel mangler Bethe, Hoyle og Peierls arbeide i Nature *143*, 200 (1939) om komplekse beta-spektra, Bethe og Peierls artikkel i Nature *133*, 532 (1934) om invers beta-desintegrasjon og Bethes artikkel i Phys. Rev. *53*, 842 (1938) som inneholder en beregning av kjerners magnetiske momenter basert på alfa-partikkel-modellen.

H. O.

Fra Fysikkens Verden

29. årgang
1967

NORSK FYSISK SELSKAP
TRONDHEIM 1967

Fra Fysikkens Verden

Redaktør:
Professor dr. Haakon Olsen
N. T. H., Trondheim

Redaksjonskomite:
Rektor Finn Berntsen, Trondheim
Universitetslektor Wilhelm Løchstøer, Blindern
Dr. philos. Tormod Riste, Kjeller
Professor Steingrim Skavlem, Bergen
Dr. techn. Helge Øverås, Genéve

Problemspalten:
Siv.ing. Richard R. Solem, Trondheim

Teknisk medarbeider:
Institutting. Knut Lønvik,
Lab.ing. Halvard Torgersen, N. T. H.

Norsk Fysisk Selskap

Formann:
Professor dr. Njål Hole

Styre:
Direktør O. Chr. Böckman †
Professor dr. Nicolai Norman
Professor dr. Harald Trefall
Dr. philos. Tormod Riste

Sekretær:
Ingerid Rognes, Fysisk Institutt,
N. T. H., Trondheim

INNHOLD

Hefte 1.

Farver og farvesyn I, *Lars Walløe* 1
Elektriske halvledere – typiske egenskaper og noen anvendelser, *Jacob Sandstad* 5
Gigantresonans-reaksjoner og deres betydning i kjernefysikken, *Eivind Osnes* 13
AHA-spalten 22
Bøker 22
Richard D. Cadle: Particle Size, Theory and Industrial Applications.
A. G. Kulikovskiy & G. A. Lyubimov: Magnetohydrodynamics.
Marston Bates: Menneskets plass i naturen.
Donald R. Griffin: Fugletrekk.
Walter R. Fuchs: Gyldendals bok om moderne fysikk.

Hefte 2.

Farver og farvesyn II, *Lars Walløe* 25
Om dosebegrepet innen helsefysikken, *Arne Bull* .. 29
Oppenheimer-saken, *K. J. Knutsen* 32
Elliott-modellen, *Eivind Osnes* 35
Nobelprisene i fysikk og kjemi 1966, *Alf Lofthus* .. 42
Bøker 46
Eve Staffansson: Fysikk. Elektricitetslära.
C. G. Jung: Jeg'et og det ubevisste.
Alf Bjørkelund & Knut Fintoft: Elementær musikalsk akustikk.
Sollu Zuckerman: Scientists and War.
Georg Gamow: Gravitasjon.
W. T. Scott: The Physics of Electricity and Magnetism.

Kontaktmøte for Gassutladnings- og plasmafysikk 1967 48

Hefte 3.

Fysikk og kreftforskning, *Thormod Henriksen* 49
Aberrasjon og relativitetsteori, *Bjørgulf Refsland* ... 55
Anvendelser av mangelegeme-teori i faste stoffers fysikk, *Birger Stølan* 58
Kristian Birkeland 1867–1917, *K. J. Knutsen* 65
Om Dopplereffekten i den spesielle relativitetsteorien, *Einar Wold* 68
Nye medlemmer i Norsk Fysisk Selskap 1966 og 1967 70
Brev fra leserne 71
Bøker 71
P. Kratochvíl: Crystals.
M. Marvan: Negative Absolute Temperatures.
Warren Weaver: Fru Fortuna (læren om Tilfældigheder og Sandsynligheder).
Jay Orear: Fundamental Physics. 2nd Ed.
Irving Adler: Elektronhjernen. Kan maskiner tenke?

Hefte 4.

O. Chr. Bøckman, in memoriam 73
Litt elementær kjernefysikk, *Kristoffer Gjøtterud* ... 74
J. D. Cockcroft (1897–1967), *K. J. Knutsen* 78
Nobelprisen i fysikk 1967 80
Om partikler og deres klassifisering, *Endre Lillethun* 83
Isobarisk spinn og analogtilstander i atomkjernen I, *Ingolf Kanestrøm* 89
Bøker 82, 92
E. N. da C. Andrade: Rutherford og moderne atomfysikk.
B. Urgošik: Physical Electronics.
Perspectives in Modern Physics.
Rolf Müller: Die Planeten und ihre Monde.

FORFATTERREGISTER

Bakke,Finn: (Bokanm.) Eve Staffansson, Fysikk, Elektricitetslära 46
— C. G. Jung, Jeg'et og det ubevisste 46
— Georg Gamow, Gravitasjon 47
— W. T. Scott, The Physics of Electricity and Magnetism 47
— E. N. da C. Andrade, Rutherford og moderne atomfysikk 82
Bull, Arne: Om dosebegrepet innen helsefysikken 29
Gjævenes, Kjell: (Bokanm.) Alf Bjørklund & Knut Fintoft, Elementær musikalsk akustikk 46
Gjøtterud, Kristoffer: Litt elementær kjernefysikk 74
Haftorn, Svein: (Bokanm.) Marston Bates, Menneskets plass i naturen 23
— D. R. Griffin, Fugletrekk 23
Hemmer, Per Chr.: (Bokanm.) P. Kratochvil, Crystals 71
— M. Marvan, Negative Absolute Temperatures 71
— Warren Weaver: Fru Fortuna 72
Henriksen, Thormod: Fysikk og kreftforskning 49
Hiis Hauge, E.: (Bokanm.) Jay Orear, Fundamental Physics 72
— Irving Adler, Elektronhjernen 72
Holter, Ø.: (Bokanm.) A. G. Kulikovskiy & G. A. Lyubimov, Magnetohydrodynamics 23
Kanestrøm, Ingolf: Isobarisk spinn og analogtilstander i atomkjernen 89
Knutsen, K. Jostein: Oppenheimer-saken 32
— Kristian Birkeland 1867–1917 65
— J. D. Cockcroft 1987–1967 78
— (Bokanm.) Sollu Zuckerman, Scientists and War 47
Lillethun, Endre: Om partikler og deres klassifisering 83
Lofthus, Alf: Nobelprisene i fysikk og kjemi 1966 42
Mork, Kjell: (Bokanm.) Rolf Müller, Die Planeten und ihre Monde 92
Olsen, Haakon: Nobelprisen i fysikk 1967 80
— (Bokanm.) Gyldendals bok om fysikk 24
— Perspectives in Modern Physics 82
Osnes, Eivind: Gigantresonans-reaksjoner og deres betydning i kjernefysikken 13
— Elliott-modellen 35
Refsland, Bjørgulf: Aberrasjon og relativitetsteori 55
Sandstad, Jacob: Elektriske halvledere — typiske egenskaper og noen anvendelser 5
Stølan, Birger: Anvendelser av mangelegeme-teori i faste stoffers fysikk 58
Torgersen, Halvard: (Bokanm.) B. Urgosik, Physical Electronics 82
Walløe, Lars: Farver og farvesyn I 1
— Farver og farvesyn II 25
Wergeland, Harald: (Bokanm.) R. D. Cadle, Particle Size, Theory and Industrial Application 22
Wold, Einar: Om Dopplereffekten i den spesielle relativitetsteorien 68

Om partikler og deres klassifisering

Endre Lillethun

Innledning.

Et av de inntrykkene som sitter igjen etter foredragene ved årsmøtet i år er at norsk fysisk forskning spenner over et meget vidt område, over et energispektrum fra ca. 10^{-8} elektronvolt (eV) til ca. 10^{10} eV. Figur 1 viser dette spektrum med en del stikkord for de fysiske fenomener som dominerer de forskjellige områder.

Lavest på stigen kommer de faste stoffers fysikk med fononer med energier i størrelsesorden 10^{-8} til 10^{-6} eV. Her har et meget rikt og interessant felt åpnet seg, noe som gir seg utslag i denne fysikergruppes størrelse og aktivitet.

I energiområder som tilsvarer vår normale temperatur, dominerer molekylene. Makromolekylene, bygningsblokkene for organiske stoffer, spaltes lett i atomer og mindre molekyler ved utveksling av energikvanter rundt 10^{-2} eV. Stiger temperaturen og dermed energiutvekslingen til 1–10 eV brytes også de enkle molekyler ned og selv noen av atomene begynner å spaltes i elektroner og ioner, og i elektroner og atomkjerner.

Atomkjernene spaltes i nøytroner og protoner (nukleoner) i området 10^{6}–10^{8} eV, og selv nukleonene må gi tapt som stabile partikler ved 10^{10} eV og er opphavet til de «nye» partiklene.

I hvert enkelt av de nevnte områdene domineres vårt bilde av materien av «partikler», energiansamlinger med bestemte kvantetall. Figur 1 gir en oversikt over disse partiklene ved deres samlenavn: molekyler, atomer osv. Samlenavnene kan brukes istedetfor å oppgi navnene på alle molekyler og atomer fordi disse partiklene er velkjente, utforsket, og vi har mer eller mindre enkle klassifiseringer av dem. På toppen av figuren finnes et virvar av partikler, hvor man veksler mellom latinske og greske bokstaver og mellom store og små, i seg selv et tegn på at disse partiklene er uutforsket og ennå ikke bragt inn i noen fast orden.

Av hele dette spektrum, hvor fast-stoff fysikeren studerer de minste energier og partikkelfysikeren de minste romdimensjoner ved hjelp av de høye energiene, vil jeg få konsentrere oppmerksomheten om de viltre, uordnede partiklene som vi nå etterhvert begynner å skimte klassifiseringsskjemaer for.

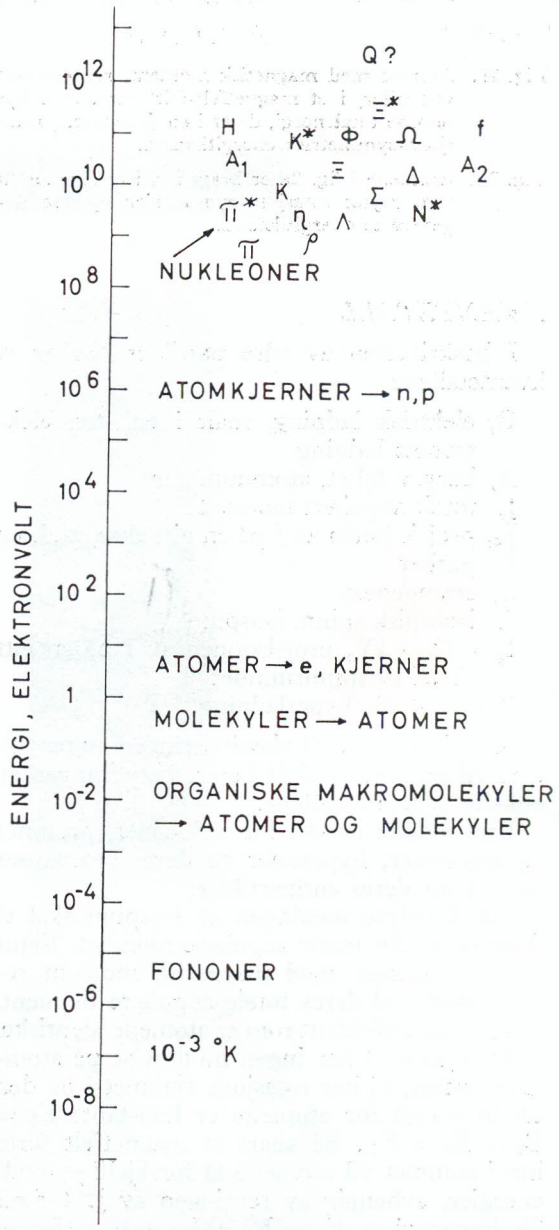


Fig. 1. Skjematisk fremstilling av hvilke «partikler» som dominerer de forskjellige energiområder.

Foredrag ved Fysikermøtet 1967.

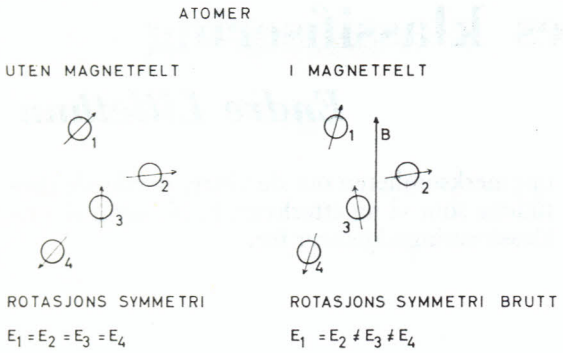


Fig. 2a. Atomer med magnetisk moment, representert ved piler, i et magnetfelt-fritt rom. Alle har samme totalenergi, de er i en degenerert, rotasjons-symmetrisk energitilstand.

Fig. 2b. Atomene i fig. 2a er bragt inn i et magnetfelt som bryter rotasjons-symmetrien og den degenererte energitilstand.

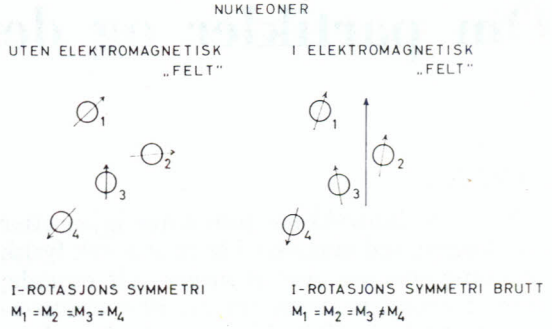


Fig. 3. Nukleoner i ro har to energitilstander, proton og nøytron, med massene m_p og m_n. Massedifferansen skyldes den elektriske ladning. Dersom det lokale elektromagnetiske felt kunne tas vekk ville $m_n = m_p$. Dette representeres ved I-spinn rotasjons-symmetri hvis feltet kunne fjernes og symmetri brudd under «normale» forhold, på samme måte som for atomene i fig. 2.

KVANTETALL

I beskrivelsen av våre partikler bruker vi kvantetallene

- Q, elektrisk ladning, målt i enheten elektronets ladning
- A, baryon tallet, atomnummer
- J, totalt angulært moment
- J_z, projeksjonen av J på en gitt akse, z-aksen
- P, paritet
- S, strangeness
- I, isotopisk spinn, isospinn
- $I_\zeta = Q - \frac{1}{2}Y$, projeksjonen av I på en gitt akse i isospinnrummet
- $Y = A + S$, hyperladning.

Før vi går over til klassifiseringen av partiklene vil jeg gjerne få diskutere betydningen av enkelte av kvantetallene.

Baryontallet er $+1$ for nukleoner, protoner og nøytroner, hyperoner og deres resonanser og -1 for deres antipartikler.

For å belyse meningen av isospinn skal vi først se på det totale angulære moment. Figur 2a viser atomer med magnetisk moment representert ved deres totale angulære moment, J. I et magnetfeltfritt rom er atomene identiske. Retningen av J har ingen innflytelse på atomenes energi, vi har rotasjons symmetri og den totale energi for atomene er konstant: $E_1 = E_2 = E_3 = E_4$. Så snart et magnetfelt føres inn i rommet vil atomene få forskjellige totalenergier, avhengig av retningen av J. I figur 2b finner vi at $E_1 = E_3 \neq E_2 \neq E_4$. Her er altså rotasjons symmetrien brutt, vi har fått tre typer atomer med hver sin totalenergi.

Som det framgår av figur 3 møter vi et lignende fenomen hos nukleonene. Nøytronet og protonet har forskjellige masser på grunn av at de ikke har samme elektriske ladning og derfor har forskjellige totalenergier i de lokale elektromagnetiske felt. Dersom vi kunne «skru av» dette feltet, på samme måte som vi tok vekk det magnetiske felt for atomene i figur 2, ville alle nukleonene være identiske.

Denne egenskap er det vi beskriver med isotopisk spinn (eller isospinn) I, en størrelse som matematisk behandles på samme måte som spinn, men som ikke har noe med romlig dreining å gjøre. For nukleonene er I-verdien $\frac{1}{2}$ med projeksjonen $I_\zeta = +\frac{1}{2}$ for protonet og $I_\zeta = -\frac{1}{2}$ for nøytronet, hvor ζ representerer en gitt akse i isospinn rommet. Isospinn symmetrien brytes altså av det lokale elektromagnetiske felt.

Kvantetallet strangeness, S, skal vi også belyse ved en sammenligning med en mer familiær egenskap. Vi vet at baryontallet er konstant. Dersom et nukleon, i grunntilstand eller eksitert, skapes i en kollisjon (se figur 4a), øker vi baryontallet, A, med $+1$. I samme prosess skapes et antibaryon (f. eks. antiproton, $\bar{p}$) med $A = -1$, slik at summen av partiklenes baryontall er konstant.

Produksjonen fant sted via sterke vekselvirkninger innen et tidsintervall av størrelsesorden 10^{-23} sek. Antiprotonet er stabilt og ville bestå for alltid dersom det ikke kom i kontakt med vanlige partikler. Det kan tilbakelegge en lang strekning i f. eks. gass før det

støter mot en partikkel og annihileres. Under annihilasjonsprosessen vil den totale energi av baryon og antibaryon fordeles på nyskapte fotoner, γ, og pimesoner, π, alle med baryontall 0. Baryontallet er derfor bevart.

Et lignende tilfelle har vi ved produksjon av K-partiklene (figur 4b). De kan ikke skapes i en kollisjon uten at det samtidig skapes en annen partikkel av en bestemt type Λ, Σ, osv. Dette eksperimentelle faktum beskriver vi ved å tilordne disse partikler et nytt kvantetall, S, som må bevares i enhver kollisjon som skjer via sterke vekselvirkninger.

Produksjonen av partiklene skjer i løpet av ca. 10^{-23} sek., mens deres levetid er temmelig lang, gjerne av størrelsesorden 10^{-10} sek. De kan altså også tilbakelegge relativt lange strekninger i gass, boblekamre osv. før de desintegrerer. *I desintegrasjonsprosessen bevares ikke S.* En Λ partikkel med $S = -1$ går over til et nukleon og et pimeson, begge med $S = 0$.

Det er fristende, når en ser på figur 4, å tillegge desintegrasjonspunktet for Λ en partikkel med masse tilnærmet lik 0, men med $S = +1$, slik at vi også her konserverer S. En kan jo tillate seg å tillegge rommet rundt oss flere kvantefenomener enn dem vi kjenner idag. I så fall ville det være en fullstendig analogi mellom bevarelse av kvantetallene A og S og ingen grunn lenger til å kalle partiklene med $S \neq 0$ for «strange particles», rare partikler.

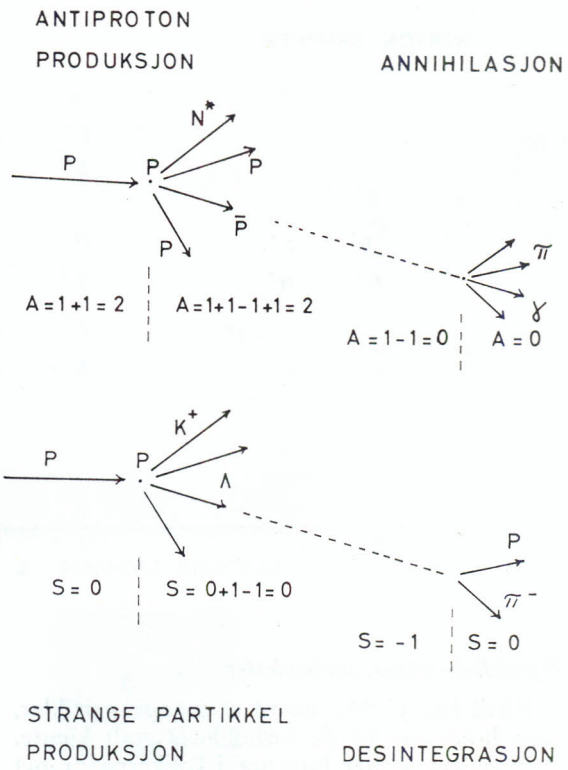


Fig. 4a. Skjematisk framstilling av antipartikkel produksjon og annihilasjon.

Fig. 4b. Skjematisk framstilling av strange partikkel produksjon og desintegrasjon.

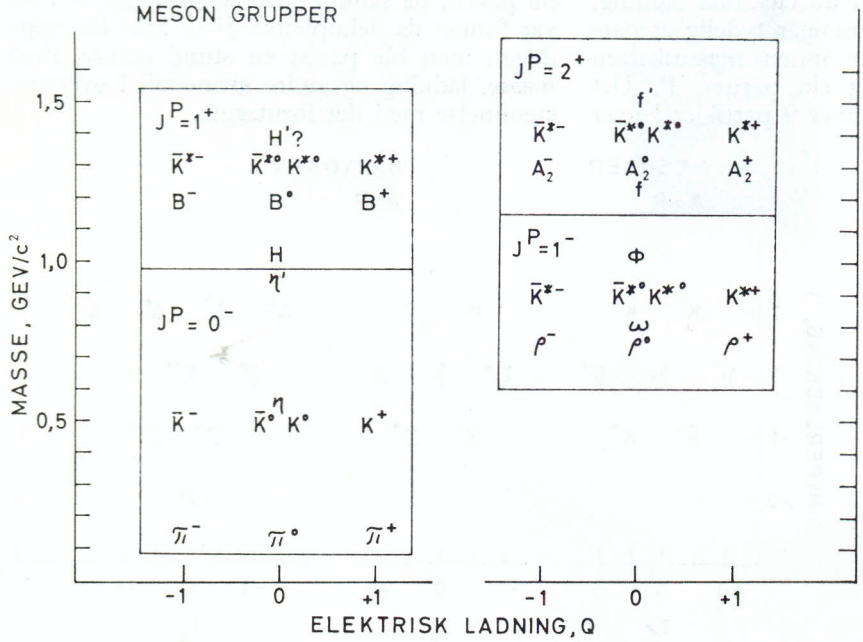


Fig. 5.
Mesoner tegnet inn som funksjon av elektrisk ladning, Q, og masse. Legg merke til at figuren er delt i to for å klarlegge partikkel gruppene. J er totalt angulært moment og P er paritet.

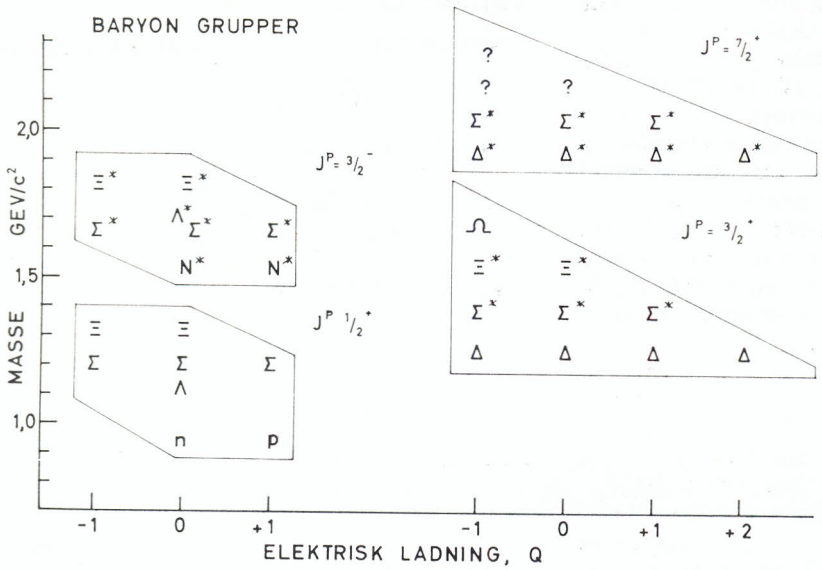


Fig. 6.
Baryoner tegnet inn som funksjon av elektrisk ladning, Q, og masse. Legg merke til at figuren er delt i to for å klarlegge partikkel gruppene. J er totalt angulært moment og P er paritet.

Partikkelgrupper, multipletter

Hittil har vi ikke nevnt så mange partikler, men holdt oss til de forholdsvis godt kjente. I de senere år har høyenergi fysikerne funnet stadig flere partikler, eller resonanser, med sterke vekselvirkninger. Samlenavnet for sterkt vekselvirkende partikler er *hadroner*. De deles i to hovedgrupper etter som deres spinn er halvtallig: *baryoner*, eller heltallig: *mesoner*. Figur 5 viser skjematisk en del av mesonene, inntegnet som funksjon av elektrisk ladning, Q, og masse, M. Det framgår tydelig at partiklene danner grupper innen masseskalaen ifølge sitt spinn, J, og sin paritet, P. Det overraskende er at vi finner 9 partikler i hver gruppe, såkalte nonetter. En nonett består av en singlett og en oktett, derfor navnet «the eight-fold way» som for en lang tid ble brukt ved diskusjoner om multiplettene.

Går vi videre til baryonene finner vi lignende grupper (fig. 6). Partikler med $J^P = 1/2^-$ og $3/2^-$ danner oktetter mens de med $J^P = 3/2^+$ og $7/2^+$ danner dekupletter (10 partikler pr. gruppe). Som det framgår av figuren er ikke alle partiklene i dekupletten med $J^P = 7/2^+$ funnet ennå, men vi regner med at de også vil bli påvist, på samme måte som Ω^- heller ikke var funnet da dekupletten $J^P = 3/2^+$ ble oppdaget, men ble påvist en stund senere, med masse, ladning og andre kvantetall i overensstemmelse med det forutsagte.

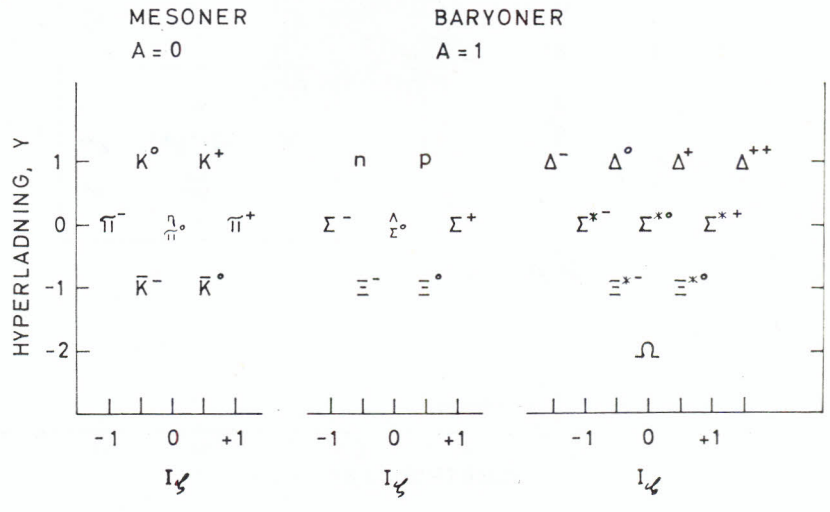


Fig. 7.
Mesoner og baryoner som funksjon av projeksjonen av I-spinn, I_ζ, og hyperladning, Y.

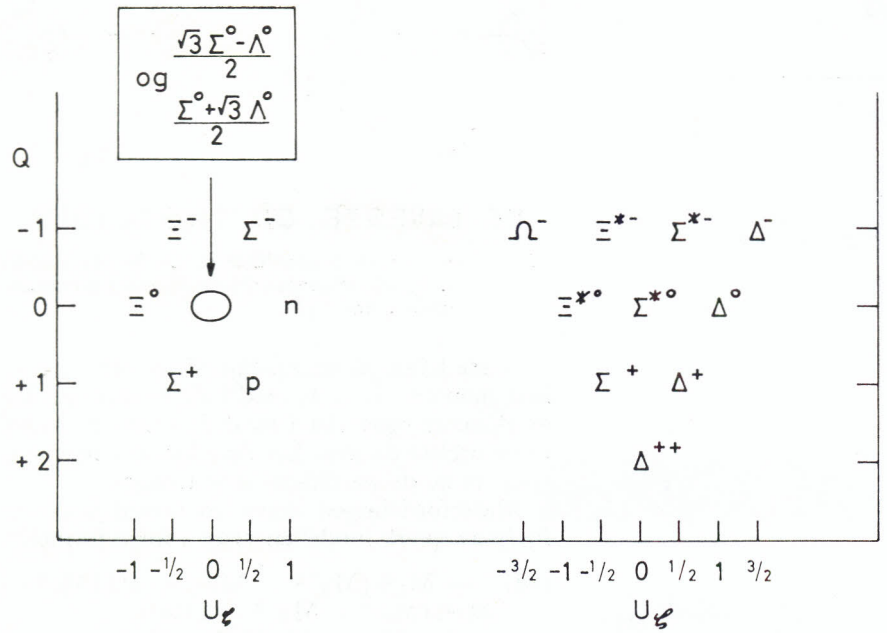


Fig. 8.
Baryoner som funksjon av projeksjonen av U-spinn, U_ξ, og elektrisk ladning, Q. Legg merke til at sentrum av oktetten består av to partikkel*kombinasjoner* i denne representasjon, istedet for å opptre som «rene» partikler.

Partikkelgruppene trer enda tydeligere fram hvis partiklene tegnes inn som funksjon av I_ξ og hyperladning, Y, som vist for tre grupper i figur 7. Både oktetter og nonetter viser her en 120° symmetri. Vi har brukt I som abscisse, men vi kunne like gjerne brukt en av de andre to symmetriretninger.

Disse retningene er døpt U og V retningene, eller egentlig U-spinn og V-spinn. Figur 8 viser to baryon grupper dreiet slik at U_ξ er blitt abscisse. Ordinaten viser seg da å være den elektriske ladning, Q. Legg merke til at partiklene i sentrum av oktetten, nemlig Λ og Σ° på figur 7 nå er blitt partikkelkombinasjoner, representert ved formlene:

$$\tfrac{1}{2}(\sqrt{3}\,\Sigma^\circ - \Lambda) \text{ og } \tfrac{1}{2}(\Sigma^\circ + \sqrt{3}\,\Lambda)$$

En tilsvarende blanding av partiklene opptrer ikke innen dekupletter.

Vi sa tidligere at nukleonene ville være identiske hvis vi kunne skru av det lokale elektromagnetiske felt. Det samme holder stikk for alle I-spinn multipletter (f. eks. (π^+, π°, π^-), (ρ^+, ρ°, ρ^-), (Δ^-, Δ°, Δ^+, Δ^{++}) osv. Vi kan nå gå et skritt videre og si at dersom både det lokale elektromagnetiske felt, og det lokale felt som vekselvirker med hyperladning kunne skrus av, ville alle partikler innen en oktett eller dekuplett være identiske. De ville da være degenererte egentilstander av de tilsvarende grunntilstander med bestemte J^P. De degenererte energinivåer splittes først når de ovenfor nevnte felt er tilstede.

Quark-modellen

Finnes det et ledd som binder alle singletter, oktetter og dekupletter sammen? Kan alle våre partikler og partikkelkombinasjoner (resonanser tenkes oppbygd av noen få bygningsstener? For 3–4 år siden viste Gell-Mann og Zweig at multiplett-strukturen kunne forklares ved å legge til grunn tre partikler med uvanlige kvantetall, tre quarker og deres antiquarker. Noen av quarkenes kvantetall er gitt nedenfor:

	Q	A	Y
Q_p	2/3e	1/3	1/3
Q_n	— 1/2e	1/3	1/3
Q	— 1/3e	1/3	— 2/3

Modellen stiller ikke bestemte krav til quarkenes masse, men en regner med at den er stor, sannsynligvis større enn nukleonmassen.

Basert på denne modellen er for eksempel

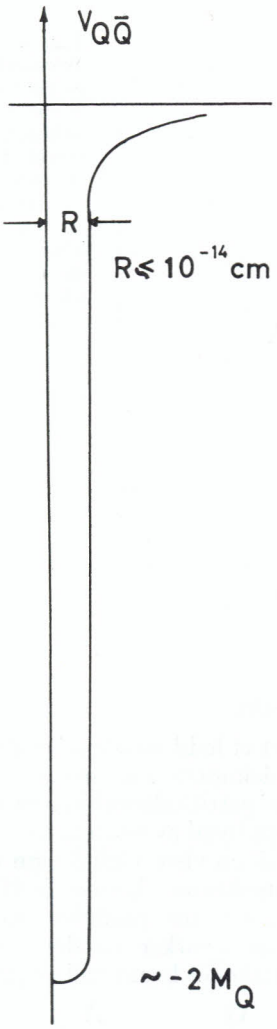
$$\pi = Q + \bar{Q}$$

og nukleonet $N = Q + Q + Q$

Mange eksperimentalfysikere har vært på jakt etter quarker de siste årene, men ingen er funnet.

Teoretikerne har større hell med seg. De kan forklare det ene eksperimentelle resultat etter det annet ved hjelp av quarkene. La oss nevne noen resultater for mesonenes vedkommende.

En quark og en antiquark må kunne bindes til hverandre for en forholdsvis lang tid i et meson. Mesonet har en mindre masse enn summen $M_Q + M_{\bar{Q}}$, nemlig



$Q\bar{Q}$ POTENSIAL

Fig. 9. Potensial som binder en quark, Q, og en antiquark, $\bar{Q}$, til å danne et pimeson. Dybden på potensialet er tilnærmet lik massen av de to quarkene, $2M_Q$.

$$M = M_Q + M_{\bar{Q}} - E_B$$

hvor E_B = bindingsenergien.

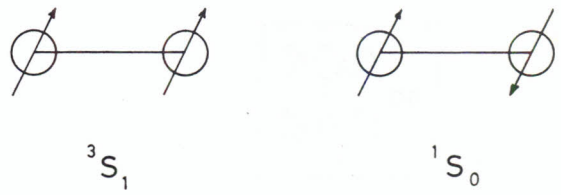
Dersom $M_Q \gg M_\pi$ må $E_B \approx 2\,M_Q$, dvs. bindingsenergien er av samme størrelsesorden som quarkmassen.

Figur 9 viser et potensial som kan klare denne oppgaven: det er meget, meget dypt.

Quarkene befinner seg til vanlig i de lavest liggende energinivåer, uten rotasjonsenergi.

Med spinn 1/2 for quarkene vil de laveste nivåer være $^1S_0$ og $^3S_1$ tilstandene, slik som de er skissert i figur 10.

De tilsvarende nonetter er henholdsvis $J^P = 0^-$ og 1^- nonettene i figur 5.



DE LAVESTE $Q\bar{Q}$ TILSTANDER

Fig. 10. Skjematisk framstilling av de laveste quark-antiquark tilstander. Pilene representerer quarkenes spinn, $\frac{1}{2}\hbar$.

Neste trinn på energistigen kommer i angulært moment, L = 1, med i alt 4 nonetter. To av disse er også vist i figur 5, mens de andre to er utelatt da man her ikke kjenner mer enn noen få av de partiklene som trenges.

Massefordelingen innen en nonett kan ved hjelp av quark modellen vises å følge formelen

$$(M_0'^2 - M_1^2)(M_0''^2 - M_1^2) - 4/3\,(M_K^2 - M_1^2)(M_0'^2 + M_0''^2 - 2M_K^2) = 8/9\,(M_K^2 - M_1^2)^2\,(1 - I^2)$$

hvor M_0' og M_0'' er massene av de to tilstandene med I = 0, Y = 0; M_1 massen for I = 1, Y = 0 og M_K massen for I = 1/2, Y = ± 1. I = 1 for en ideal nonett og har ellers verdier mellom 1 og 0. Formelen stemmer forbausende godt.

Vi skal ikke forsøke å gå mer i detalj med quark modellen her. Den tjener som en god modell for beskrivelsen av mesoner, og ganske godt også for baryoner.

En har følelsen av å være nær et gjennomslag til en dypere forståelse av energiens kvantisering. Men for å kunne nå lenger må en være istadn til å utforske hva som skjer ved enda mindre dimensjoner og dette kan bare oppnås ved hjelp av partikler med enda høyere totale energier enn det vi har i dag. 70 GeV akseleratoren som nærmer seg sin fullførelse i Serpukhov, nær Moskva, proton lagringsringene som er under bygning ved CERN i Geneve, 200 GeV akseleratoren som er under konstruksjon ved National Accelerator Laboratory (NAL) i Weston, ved Chicago, og den planlagte europeiske 300 GeV proton akselerator gir oss store muligheter for denne forskning.

LITTERATUR:

Olaf Skjeggestad, Fra Fysikkens Verden *21*, 280 (1959).
G. F. Chew, M. Gell-Mann og *A. H. Rosenfeld*, Scientific American *210*, 74, (Febr. 1964).
D. H. Wilkinson, Science Journal *2*, 31 (1966).
R. H. Dalitz, Rapporteur's talk, Proceedings of the XIII International Conference on High Energy Physics, Sept. 1966.

Isobarisk spinn og analogtilstander i atomkjernen I

Ingolf Kanestrøm

Innledning.

Et karakteristisk trekk ved den kjernefysiske forskning i dag, er den raske økning av eksperimentelle data. Spesielt gjelder dette for de mellomtunge og tunge kjerner, d.v.s. kjerner med 40 eller flere nukleoner. Disse kjernene kan på grunn av coulomb-barrieren vanskelig studeres ved hjelp av små akseleratorer med energi på 2–3 MeV. I den senere tid er det imidlertid bygget større maskiner som f. eks. Tandem-akseleratorer, og disse har gjort det mulig å studere de tunge kjerner mere systematisk.

Fremgang i eksperimentell teknikk og viten har på sin side stimulert teoretikerne, og fra en teoretikers synspunkt har kjerner opp til, la oss si ^{56}Ni, vært av spesiell interesse. For disse kjernene er bl. a. energibreddene av resonanstilstandene dannet ved protoninnfangning smal sammenlignet med deres innbyrdes energiavstand, og de kan derfor studeres i detalj. I tyngre kjerner vil tettheten av energinivåene fort bli for stor til at detaljerte studier av kjernens struktur kan finne sted ved hjelp av resonansreaksjoner. Likevel har kjernefysikerne de siste fem årene for en stor del konsentrert seg om tyngre kjerner. Dette skyldes oppdagelsen av relativt rene en-partikkel tilstander ved høy eksitasjonsenergi. Men før vi studerer disse tilstandene mere inngående, skal vi repetere noe bakgrunnsstoff.

Isobarisk spinn.

Et av de fundamentale problem i kjernefysikken er hvilke krefter som virker mellom nukleonene. Her skal vi bare ta for oss en liten del av dette problemkomplekset, nemlig spørsmålet: Er kjernekreftene uavhengig av ladningen på nukleonene. Det enkleste studieobjekt relevant for denne problemstillingen, er et to-partikkel system. I teoretiske studier av et slikt to-partikkel system eller av kjernens struktur i sin alminnelighet er det ofte gunstig å betrakte neutronet og protonet som to forskjellige egentilstander av en og samme partikkel, nukleonet. For å utnytte slike betraktninger i vår matematiske formalisme, tilskriver vi nukleonet en vektor i ladningsrommet, og denne vektoren kalles isobarisk spinn vektor, eller kortere isospinn vektor. Det er vanlig å si at når nukleonet er i en neutrontilstand, er isospinn vektoren parallell med z-aksen i ladningsrommet, og z-komponenten (t_z) er lik $+\frac{1}{2}$. Er nukleonet i en protontilstand, er isospinn vektoren antiparallell med z-aksen. I følge denne formalismen kan kreftene mellom to neutroner, to protoner eller et neutron og et proton beskrives ved en vekselvirkning som avhenger både av isospinn vektorene til nukleonene og av andre konvensjonelle variable. Man har antatt at den vekselvirkningen mellom to nukleoner som skyldes kjernekreftene er en funksjon av skalarproduktet av nukleonenes isospinn vektorer, og en slik vekselvirkning sies å være ladningsuavhengig.

Pauliprinsippet krever at den totale bølgefunksjonen til et fler-partikkel system skal være antisymmetrisk. To nukleoner må derfor kobles symmetrisk i ladningsrommet dersom de er koblet antisymmetrisk i produktrommet av ordinært rom og spinn rom. Er nukleonene derimot koblet symmetrisk i nevnte produktrom, må de kobles antisymmetrisk i ladningsrommet. For det totale isobariske spinn T for et to-nukleon system har vi to muligheter, $T = 1$ og $T = 0$, og vi kan konstruere følgende bølgefunksjoner i ladningsrommet.

	$T = 1$ Isotriplett	$T = 0$ Isosinglett
$T_z = 1$	nn	
$T_z = 0$	$2^{-1/2}(np + pn)$	$2^{-1/2}(np - pn)$
$T_z = -1$	pp	

Her står n for neutroner og p for protoner. Av tabellen ser vi at et par av identiske partikler bare opptrer i triplett-tilstanden. Selv om kjernekreftene er ladningsuavhengige, er det således bare innen samme multiplett at vekselvirkningen, bortsett fra coulombkreftene, kan forventes å være identiske, og dette må komme til syne i energispektrene for atomkjernene. Coulombkreftene virker bare mellom protonene, og for lette kjerner der vi bare har noen få protoner, er coulombenergien relativt liten. For små eksitasjonsenergier i lette isobarer skulle man derfor vente å finne alle energinivåene som tilhører samme multiplett. Korrigerer man for

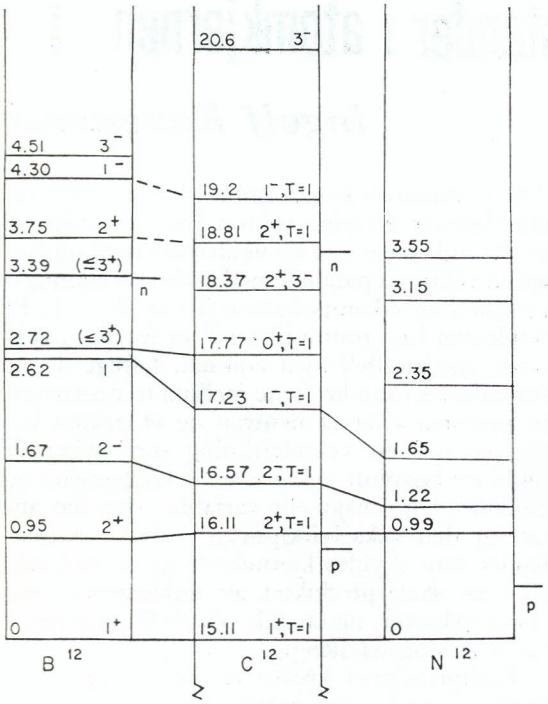


Fig. 1. Energispektra for ^{12}B, ^{12}C og ^{12}N. (ref. 1).

coulombenergien og differensen mellom neutron- og proton-massen, må disse energinivåene kunne tilskrives samme energi. Figur 1 viser energispektrene for tre isobarer, ^{12}B, ^{12}C og ^{12}N. Disse kjernene kan befinne seg i tilstander med $T = 1$, og man har korrigert for coulombenergien og massedifferensen ved å legge tilstandene som tilhører første isotriplett på samme energi. Dersom kjernekreftene er ladningsuavhengig, skulle de tre tilstandene som tilhører en annen isotriplett ligge like høyt i energispektrene. Av figuren ser vi at dette ikke er tilfelle, og forskyvningen i energien kan skyldes en ladningseffekt. Spredningseksperimenter indikerer at neutron-proton vekselvirkningen er opptil ca. 2 % sterkere enn neutron-neutron og proton-proton vekselvirkningen.

Vi har nå sett eksempler på energispektra for lette kjerner. For tyngre kjerner er situasjonen noe annerledes. Coulombenergien på grunn av protonladningen gjør seg mere gjeldende, og vi får et overskudd av neutroner i kjernen, som vist på figur 2. Disse overskuddsneutronene som hver har t_z lik $+\frac{1}{2}$, vil koble det isobariske spinn parallelt. Da resten av neutronene, sammen med protonene kobles til $T = 0$, vil det totale isobariske spinn T_0 i grunntilstanden være lik dets Z-komponent, $T_0 = T_z = \frac{1}{2}(N - Z)$. Også eksiterte tilstander med lav energi vil ha samme isobarisk spinn som grunntilstanden. Pilene på figuren viser en-partikkel eksitasjoner der det isobariske spinn er bevart. Enhver protoneksitasjon der protonene forblir i partikkelbaner som er fylt med neutroner vil danne slike tilstander. Det samme vil være tilfelle for neutroneksitasjoner der neutroner blir løftet ut av partikkelbaner som ikke inneholder protoner. Protoneksitasjoner til høyere partikkelbaner som ikke inneholder neutroner, eller neutroneksitasjoner fra lavere partikkelbaner der vi har protoner, vil vanligvis ikke gi tilstander med godt isobarisk spinn kvantetall.

I våre siste betraktninger har vi sett bort fra andre virkninger av coulombenergien enn neutronoverskuddet. Nå vil imidlertid coulombkreftene kunne blande partikkelkonfigurasjoner med forskjellig isobarisk spinn inn i grunntilstanden, og det er derfor grunn til å spørre: Er det isobariske spinn et godt kvantetall for grunntilstanden i tunge kjerner? Før vi svarer på dette spørsmålet, skal vi se på Weizäckers halvempiriske formel for kjernens bindingsenergi

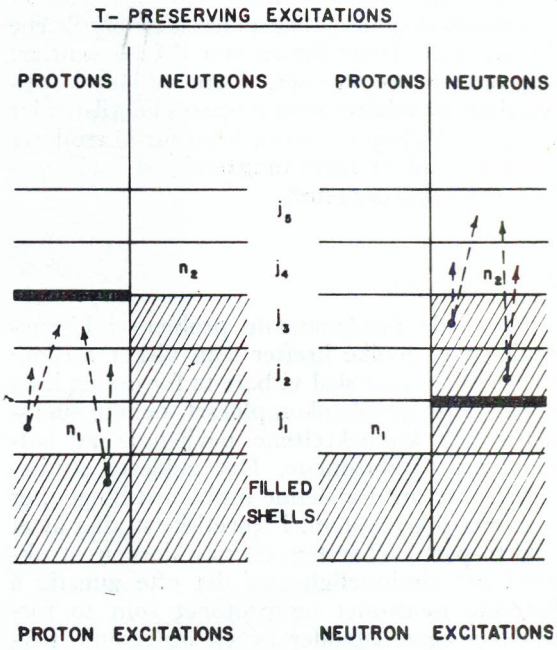


Fig. 2. Mulige neutron- og proton-eksitasjoner der det isobariske spinn er bevart ($T = T_z$). De skraverte områdene angir lukkede skall (ref. 2).

$$B = -A\, b_{vol} + A^{-1}(N-Z)^2\, b_{sym} + E_{coul}(A, Z)$$
$$B/A = -b_{vol} + A^{-2}\, 4T_z^2\, b_{sym} + A^{-1}\, E'_{coul}(A, T_z).$$

For tunge kjerner der $T_z = 0$, får vi således, ifølge formelen for bindingsenergien B/A ovenfor, bidrag fra symmetrileddet. Det er derfor naturlig å gi en-partikkelpotensialet V_0 et tilleggsledd

$$V = -V_0 + t \cdot T(V_1 A^{-1}),$$

der t og T er det isobariske spinn for henholdsvis partikkelen og restkjernen. Tilleggsleddet vil gjøre potensialbrønnen dypere for protoner enn for neutroner, og denne forskyvningen vil sammen med coulombpotensialet gjøre systemet stabilt. Innenfor kjerneoverflaten skriver vi en-partikkel coulombpotensialet lik

$$V_c(i) = \frac{3Ze^2}{2a_c}\left(1 - \frac{r_i^2}{3a_c^2}\right)\left(\frac{1}{2} - t_{zi}\right),$$

der a_c er kjernens ladningsradius. Den delen av potensialet som varierer med partikkelens posisjon, vil blande konfigurasjoner med $T = T_0 + 1$ inn i den uperturberte grunntilstand $|\, T_0 \rangle$. Bølgefunksjonen for den perturberte grunntilstand kan skrives

$$|\, T_0, T\rangle = C(T_0, T)\,|\, T_c\rangle + \sum_n \frac{\langle Tn|\, V_c\,|\, T_0 n_0\rangle}{E_n - E_{n_0}}\,|\, Tn\rangle .$$

Styrken av konfigurasjonene med $T = T_0 + 1$ i grunntilstanden er definert som

$$S = \sum_n \frac{|\langle Tn|\, V_c\,|\, T_0 n_0\rangle|^2}{(E_n - E_{n_0})}.$$

Begrenser vi oss til kjerner der bølgefunksjon for grunntilstanden er koblet til totalt spinn $J = 0$, får vi (3)

$$S = \frac{e^2}{2a_c^3}\,\frac{1}{2T_0+2}\sum_n (2j_n + 1)\frac{\langle nl|\, r^2\,|\, n_0 l\rangle^2}{(E_n - E_{n_0})^2}$$

Utrykket for styrken S inneholder protontallet Z som en faktor. Dessuten er ladningsavhengigheten også inneholdt i summen, da antall ledd i rekken øker med Z. Beregninger viser at for kjerner i området opp til ^{40}Ca vil styrken øke

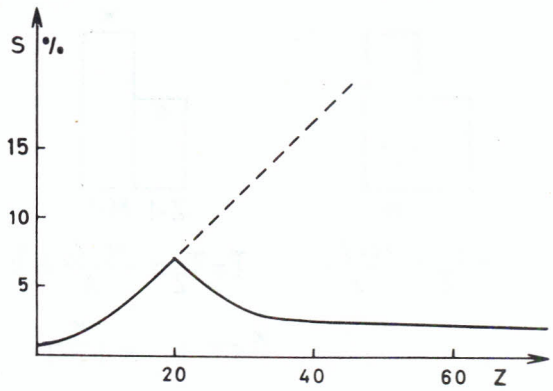


Fig. 3. Styrken S av konfigurasjoner med $T = T_0 + 1$ i grunntilstanden som funksjon av ladningstallet Z. Den stiplede kurven angir S for kjerner der $N = Z$ (ref. 3).

med Z, mens den for tyngre kjerner vil avta og gå mot en konstant, som vist på figur 3. Den stiplede kurven på figuren svarer til kjerner med $Z = N$ og viser økende grad av urenhet i det isobariske spinn for slike «tenkte» kjerner. En kan derfor si at neutronoverskuddet på en kunstig måte bevarer renheten av det isobariske spinn for grunntilstanden.

Isobariske analogtilstander.

Man trodde lenge at det isobariske spinn for tunge kjerner var så dårlig definert at det ikke var umaken verd å lete etter nivåer som tilhørte samme isobariske multiplett. Det vakte derfor stor oppsikt da Anderson og medarbeidere (4) i 1961 fant en veldefinert resonans i ^{51}Cr, en resonans som svarer til en isobarisk analogtilstand til grunntilstanden i ^{51}V. Med isobariske analogtilstander mener vi et sett av tilstander i isobare kjerner som har identiske kvantetall bortsett fra T_z. Eksperimentet viste at selv i tunge kjerner kan en finne veldefinerte tilstander der det isobariske spinn spiller en vesentlig rolle for tilstandenes beskrivelse. Oppdagelsen av analogtilstander i tunge kjerner har skapt en stor interesse for muligheten av at en-partikkel tilstander systematisk skal manifestere seg som sterke resonanser i naboisobarer. Slike resonanser kan f. eks. opptre som sterke resonanser ved protoninnfangning eller elastisk spredning. Systematiske studier av slike resonanser kan derfor bli et verdifullt redskap i studiet av atomkjernens struktur.

Ved hjelp av enkle diagrammer (figur 4) er det mulig å skissere hvordan bølgefunksjonene for analogtilstandene kan konstrueres. Vi skal

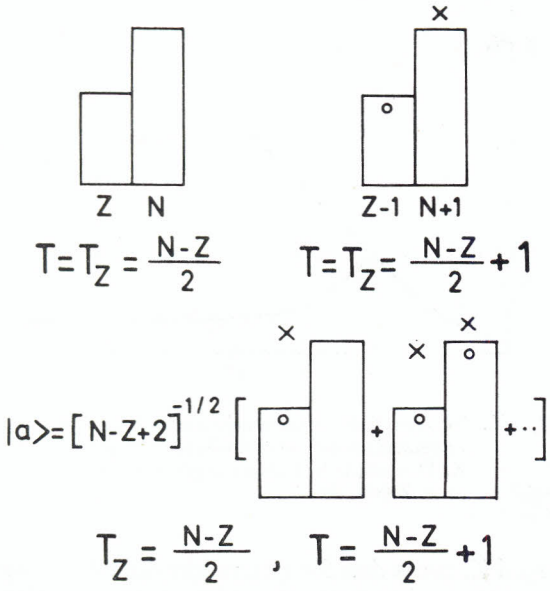


Fig. 4. Skjematisk representasjon av analogtilstanden til grunntilstanden for kjernen (Z — 1 , N + 1).

se på to isobarer (Z , N) og (Z — 1, N + 1) med isobarisk spinn henholdsvis $T = T_z = \frac{1}{2}(N - Z)$ og $T = T_z = \frac{1}{2}(N - Z + 2)$. Analogtilstanden til grunntilstanden for kjernen (Z — 1, N + 1) er da gitt ved $|a\rangle \sim T^-|Z - 1, N + 1\rangle$, og den er en tilstand i kjernen (Z, N). Her er T^- en operator som transformerer neutroner over i protoner. Med samme metode kan vi også konstruere analogtilstander for de første eksiterte tilstander.

Etter at man har funnet analogtilstander i tyngre kjerner, har svært mange fysikere spurt seg selv: Har også disse tilstander et godt isobarisk spinnkvantetall? I 1963 fant Fox, Moor og Robson (5) analogtilstander som mellomkjerneresonanser. Som skissert i figur 5, opp-

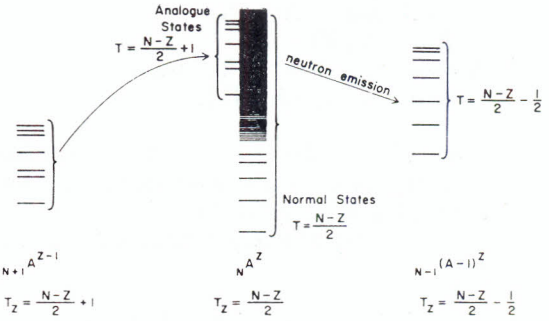


Fig. 5. Skjematisk illustrasjon av analogtilstander(ref. 6).

trer tilstandene som skarpe resonanser i et eksitasjonsområde der normaltilstandene, d.v.s. tilstander med $T = \frac{1}{2}(N - Z)$, er tallrike. Der neutronutsendelse er energetisk mulig, vil normaltilstandene ha en energibredde som er større enn deres innbyrdes energiavstand, og de vil således overlappe hverandre. Neutronutsendelse fra analogtilstandene er derimot forbudt p. g. a. det isobariske spinn, da en slik utsendelse krever $\Delta T = 3/2$. Imidlertid har man ved (p , n) reaksjoner observert at analogtilstandene har en betydelig neutronbredde (neutronbredden er et mål for sannsynligheten for neutronutsendelse). Dette indikerer en urenhet i det isobariske spinn i den forstand at analogtilstanden har en innblanding av normaltilstandene. Den perturberte analogtilstand $|a'\rangle$ kan skrives

$$|a'\rangle = C(a', a)|a\rangle + \sum_i C(a', n_i)|n_i\rangle ,$$

der $|a\rangle$ er den uperturberte analogtilstand og $|n_i\rangle$ er normaltilstand nr. i.

(Forts. neste nr.)

Bøker

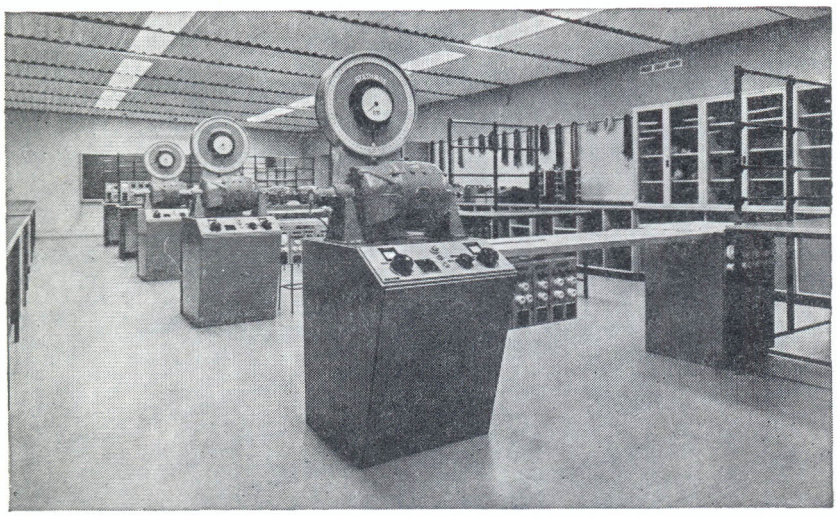
Rolf Müller: Die Planeten und ihre Monde. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1966, pris DM 12.80, 190 sider.

Boken er bind 90 i serien Verständliche Wissenschaft, Naturwissenschaftliche Abteilung, og omhandler solsystemets planeter (jorden ikke inkludert) og deres måner. De andre viktige legemer i solsystemet er behandlet i andre bind.

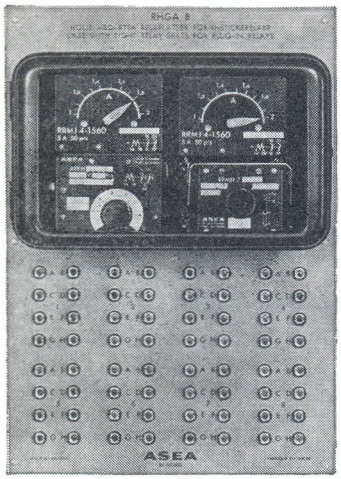
Astronomi er fasinerende lesning, i hvert fall for anmelderen, og spesielt planetastronomien fordi forholdet mellom kontrollerbare og ikke kontrollerbare hypoteser angående planetene er så mye større enn for fiksstjernene. Etter at romsonder har sett Venus og Mars på nært hold er vår viten, og enda mer vår forventning om mer viten blitt drastisk forøkt.

Boken gjengir de viktigste hypoteser og til nå kjente data planet for planet. Den forteller også om de anvendte målmetoder, gamle som nye, og gir en kritisk vurdering av de forskjellige data. Fremstillingen er velordnet, oversiktlig og lettfattelig, og krever ingen andre forutsetninger hos leseren enn forståelse av tysk. 90 velvalgte skisser og bilder bidrar også til å øke bokens verdi. Interessant er også den historiske oversikt over teoretisk og eksperimentell astronomi, f. eks. at Maya indianerenes systematiske samling av data tillot bestemmelse av Venus omløpstid med en nøyaktighet på 0,001 %. Av ukjent grunn er det avvekslende brukt to papirkvaliteter i boken.

Kjell Mork



Laboratorium med elektriske momentvekter



Relésentral med reléer av innstikkstypen for enkel tilkopling med bananstikker.

ASEA

Komplette utrustninger for undervisning — forskning — laboratorier og demonstrasjoner.

Dessuten leveres laboratorieapparater som: nettmodell, belastningsmotstand, belastningskondensator, belastningsreaktor, kontaktorer og instrumenter.

ASEA-PER KURE A/S

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Professor dr. Njål Hole

Styre: Direktør O. Chr. Böckman †
Professor dr. Nicolai Norman
Professor dr. Harald Trefall
Dr. philos Tormod Riste

Selskapets sekretær: Ingerid Rognes,
Fysisk Institutt, N. T. H.,
Trondheim

Postgirokonto: 88388 **Bankgirokonto:** 236880 - 285

Fra Fysikkens Verden

Redaktør: Professor dr. Haakon Olsen, N. T. H.

Redaksjonskomite: Rektor Finn Berntsen, Strinda Høg. Almenskole, Trondheim.
Universitetslektor Wilhelm Løchstøer Universitetet, Blindern.
Dr. philos. Tormod Riste, Institutt for Atomenergi, Kjeller.
Professor Steingrim Skavlem, Universitetet i Bergen.
Dr. techn. Helge Øverås, CERN, Genéve.

Problemspalten: Siv.ing. Richard R. Solem, N. T. H.

Teknisk medarbeider: Lab.ing. H. Torgersen, N. T. H.

Annonser: Lab.ing. H. Torgersen, N. T. H.

Fra Fysikkens Verden utkommer kvartalsvis. Abonnement kan tegnes gjennom postverket eller direkte fra ekspedisjonen. Årsabonnement kr. 15,—. Årsabonnement for studenter og skoleelever kr. 10,—.

Ekspedisjonens adresse: Fra Fysikkens Verden,
Fysisk Institutt. N. T. H. Trondheim.

Postgirokonto: 10472 **Bankgirokonto:** 236545-285

GYMNASIASTER OG STUDENTER!

Dere kan få

Fra Fysikkens Verden

til redusert pris: kr. 10,— pr. år.

Abonnement kan tegnes enten ved postverket

eller ved direkte henvendelse, se adressen ovenfor.

Aktietrykkeriet i Trondhjem