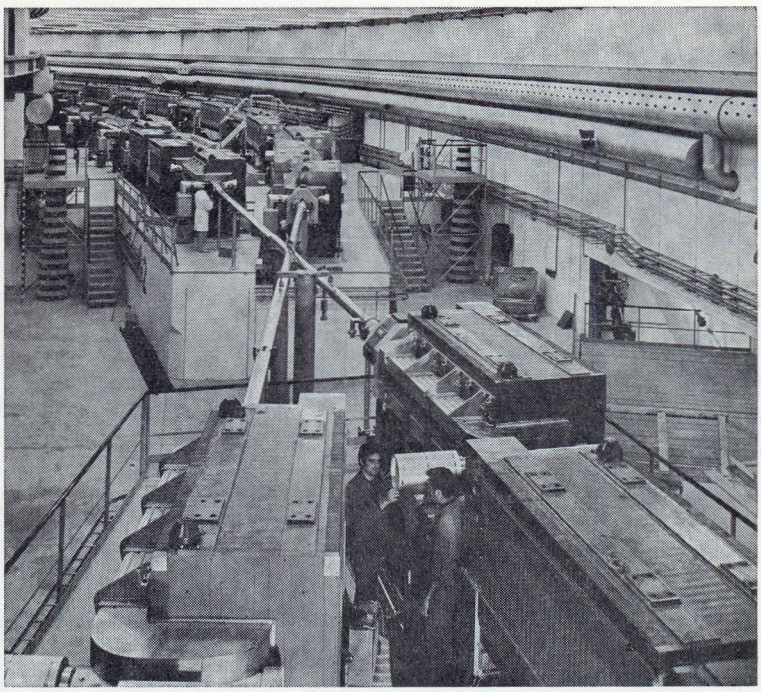
Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

Reformprosjekter for skolefysikk	65
Fisjonsisomeri (II)	69
ISR- lagringsringane ved CERN	74
En- partikkeltilstander i deformerte kjerner	77
Nye medlemmer 1970 (2)	88
Bøker	68, 73, 87



Eit kryssepunkt på ISR-ringane ved CERN

(Sjå s. 74)

Nr. 4 - 1970
32. årgang

CINTRA Bord-Computer

Selectric® Output Adaptor

x-y Plotter

Printer

Satellite Keyboard and Display Units

Additional Storage
In blocks of 256 constants

Programmer 927.
25,600 program steps can be performed with loops, branches, and subroutines. Magnetic tape cartridge for permanent program storage.

Ser De etter en vitenskapelig kalkulator, still Dem selv disse spørsmål ved prøve:

1. Regn ut $2 \times 3 + 4 \times 5 =$. Får De det riktige resultat 26 istedetfor 50?
2. Finnes det tilstrekkelig antall muligheter for lagring av konstanter (26 eller 100) som er uavhengig av antall program step?
3. Sett opp $6378.388125 \times 10^{-13}$. Vil tallene komme riktig frem på display? ($6378.388125 \times 10^{-13}$, istedetfor $6.378388125 \times 10^{-13}$)
4. Kan De skrive ligninger direkte på tastaturet i matematisk form uten å bruke computer-språk?
5. Har kalkulatoren individuelle taster for venstre og høyre parenteser slik at De direkte kan løse uttrykk som

$$\left(\frac{(a + b) - c}{d}\right) \times (f - g) = \ ?$$

6. Har kalkulatoren like stor nøyaktighet med 10 visuelle siffre etter at De gjentatte ganger har regnet $\ln X - e^X - \ln X$ osv. ?
7. Er den lengste kalkulasjonstid mindre enn 75 millisekunder ved bruk av pålitelige MOS/LSI og IC teknologi?
8. Vil den samme kalkulator fungere som hjerte i et databehandlingssystem eller som en mini-computer for databehandling on-line?
9. Har kalkulatoren et enkelt tastatur med adgang til et bredt utvalg av perifert tilleggsutstyr slik som:
   Programmer med kapasitet 25600 program step, printer, X-Y plotter osv.?
   CINTRA Computer/kalkulator blir ikke foreldet — de matematiske grunnsetninger er uforanderlige.

RØDLAND & RELLSMO A.S.
Forskningsinstrumenter

NY ADR.: ENEBAKKVEIEN 230
OSLO 11
NY TLF.: 29 30 80

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 4 - 1970

Redaktør: HAAKON OLSEN

32. årgang

Reformprosjekter for skolefysikk

Jacob Bøe

Det hevdes av mange at det var den første russiske Sputnik i 1957 som gav støtet til den reformvirksomhet som har funnet sted i Vesten i de siste 15–20 år for å styrke relafagenes stilling i skolen. Vi skal ikke komme nærmere inn på dette politiske aspekt, men bare fastslå at allerede et år i forvegen, i 1956, kom en rekke fysikere og lærere i USA sammen for å diskutere mulighetene for en fornyelse av skolefysikken som på den tid spilte en meget beskjeden rolle i den alminnelige amerikanske skole. Dette ble opptakten til «The Physical Science Study Committee». — Komitéen utarbeidet etterhvert et nytt læreverk for «high school», som har gått under navnet PSSC-fysikk; med lærebøker, laboratorievegleder, lærerens vegleder, apparatur, plansjer og film. — Kurset skulle være velkjent blant norske fysikklærere etter det norsk-svenske forsøket som ble gjennomført i tiden 1962–68. — Ved en del skoler er PSSC-fysikken fremdeles i bruk. I Sverige er det kommet en revidert utgave av læreverket, og utgivelsen av en ny norsk versjon er på trappene.

Det skulle ikke være nødvendig å gå nærmere inn på innholdet av kurset ved denne anledning. Derimot kan det være av interesse å se på et klipp fra den såkalte «Sluttrapport». Følgende «Sammenfattning» gir et ganske godt bilde både av intensjonen bak og av forholdene omkring forsøket:

«Av lärarenhäter och protokoll framgår att den stora majoriteten av de i provet deltagande lärarna accepterat huvudpunkterna i PSSC:s undervisningsfilosofi. Dessa huvudpunkter, som är gemensamma för alla moderna fysikprojekt, t. ex. Nuffield och Harvard, kan sammanfattas på följande sätt:

Att lära för framtiden, att tillägna sig naturvetenskapelig arbetsmetodikk, att förvärva insikter i grundläggande fysik.

Detta innebär att man måste lära sig metoder i första hand och inte «lagar» och löst hopfogade fakta. Man måste koncentrera sig på grundläggande och bestående begrepp och samband och bygge ihop dem till en enhet. Dessa begrepp och samband skall inläras genom resonerande beskrivningar för att riktigt kunna förstås. Den matematik som användes skall vara den som eleverna är väl förtrogna med. Modelltänkandet och en intensivt experimentell uppläggning av kursen är nödvändig för att göra eleverna förtrogna med naturvetenskpliga arbetsmetoder. I första hand bör eleverna själva genomföra experimenten. Är detta ej möjligt bör lärarna utföra demonstrationsexperiment. Särskilt dyrbara eller omständliga experiment visas på film.»

PSSC-fysikken er på mange måter blitt stående som et mønster for hvordan et utviklingsprosjekt i skolen bør gjennomføres. Forsøksvirksomheten i Norge har også i høg grad virket inspirerende på mange som er engasjert i skolefysikk, og vi kan merke PSSC-fysikkens innflytelse både i den reviderte undervisningsplanen for gymnaset (1969), og i nye og reviderte læreverk som har vært utgitt i de senere år.

Cand. real. Jacob Bøe er inspektør ved Pedagogisk institutt, Universitetet i Trondheim, Norges Lærerhøgskole, Trondheim.

En av de faktorer som har spilt en viktig rolle for de amerikanske skolefysikkreformer er det faktum at helt frem til 1962 var det en prosentvis stadig synkende del av studentene som valgte å studere fysikk. Med PSSC-kurset fikk high-school-studentene et nytt tilbud som man håpet ville skape større interesse for faget. Imidlertid viste det seg snart at dette var et kurs som passet best for den bedre del av elevflokken og for de som bevisst siktet mot en naturvitenskapelig utdannelse.

På denne bakgrunn var det at man ved Harvard University fra først i 60-årene begynte å utarbeide et fysikk-kurs som kunne være et tilbud til gjennomsnittseleven ved high-school og junior college. Man siktet mot et kurs som kunne være av interesse også for elever som senere ville konsentrere seg om studier i samfunnsfaglig, humanistisk eller språklig retning; og for elever som ikke ville søke noen videregående teoretisk utdannelse. «The Harvard Project in Physics» ser således ut til å være en parallell til de norske bestrebelser for «fysikk på engelsklinjen» eller til Naturfag II i reformgymnaset.

For å nå sine mål arbeidet HPP ut fra to synspunkter; for det første ut fra fysikkens egenart idet man ønsket å presentere faget som en levende og grunnleggende del av naturvitenskapen; og for det andre ut fra fysikkens nære kontakt med andre naturfag så vel som med andre vitenskapsgrener. — Man har søkt å skape et kurs som skulle være noe nytt og annerledes. For det første ønsket man en konsentrasjon om sentrale emner fra fysikken. Hovedinnholdet er ordnet under følgende syv deler:

1. the study of motion
2. the study of forces
3. planetary motion and gravitation
4. conservation laws
5. the kinetic theory of matter and heat
6. the atom in physics and chemistry
7. the nucleus

For det annet har man ønsket å fremstille fysikken i en kulturell sammenheng («a cultural approach to physics») ved å ta med noe av den historiske bakgrunn, en omtale av kjente fysikeres arbeid, fysikkens sammenheng med og betydning for andre vitenskapsgrener (særlig kjemi og astronomi), fysikken i vekselvirkning med den teknologiske utling, og flere andre emner som fremhever naturvitenskapens avhengighet av menneskets skapende evne.

De fysikalske emner som er valgt ut er forsøkt fremstilt som en enhet som dessuten utgjør den faste kjerne av lærestoff som alle studentene må arbeide med. Samtidig er kurset gjort meget fleksibelt, idet lærere og elever kan velge mellom et omfattende tilbud av læremidler og tilleggsstoff. Mulighetene for forskjellige former for differensiering i skolearbeidet skulle således være tilstede i stor grad.

Arbeidet med HPP-kurset har vært meget grundig og omfattende, med systematisk utprøving ved mange skoler. Det ser ut til at det har medvirket til en økende interesse for fysikk både blant lærere og elever. — En rekke andre land har forsøkt å tilpasse HPP-fysikken til sine skoler, mellom disse er Sverige.

Reformvirksomheten i USA startet på det skoletrinn som i vårt land svarer til gymnasnivå. Men etter få år innså man behovet for liknende prosjekter som siktet mot å fornye fysikkundervisningen i grunnskolen. Vi skal i vår sammenheng ta med en kort omtale av ett som er beregnet for ungdomsskoletrinnet og deretter ett beregnet for barneskolen.

«Introductory Physical Science», fra 1963, har tydeligvis vært inspirert av PSSC's virksomhet. IPS-fysikken følger således meget de samme prinsipper i sitt opplegg, som vi kjenner fra PSSC. Det legges f. eks. stor vekt på elevenes laboriearbeid med tanke på å øve opp iakttagelsesevne og utvide kjennskapene til en naturvitenskapelig tenkemåte og arbeidsmetode. Kurset er beregnet for elever i junior-highschool og er delvis tenkt som en underbygning for den videregående naturfagundervisning i senior-highschool, men er samtidig utformet slik at det utgjør en organisk enhet. — Som et hovedtema er valgt: stoffenes oppbygning av atomer. Elevene får fra første stund delta i eksperimentelle undersøkelser av forskjellige stoffers egenskaper som tetthet, frysepunkt og kokepunkt, volumforandring ved temperaturvariasjoner, elastitet, m. m. De får også stifte bekjentskap med med spektralanalyse og radioaktivitet. Det hele sikter mot en forståelse av atom- og molekylmodeller.

«Science Curriculum Improvement Study» har vært igang fra 1962 ved University of California at Berkely. Leder for prosjektet er den ikke ukjente fysiker dr. Robert Karplus. Det overordnede mål for SCIS er å utarbeide

en rekke undervisningsenheter for skolen, som kan medvirke til å gi elevene en slags naturvitenskapelig allmenndannelse, («scientific literacy»). Man starter allerede på barnehagetrinnet (5–6 årsalderen) og underviser etter et bestemt system; idet man veksler mellom det å gjøre barna fortrolige med sine omgivelser gjennom iakttagelser og eksperimenter som kalles «preliminary explorations», og det å bygge opp et begrepsapparat ved de såkalte «invention-lessons». Videre arbeid gjennom «discovery lessons» skal hjelpe barna til å nytte de nye begreper i andre sammenhenger.

Det sier seg selv at man på dette undervisningstrinn har måttet integrere fysikkopplæringen i stor grad med andre disipliner, særlig biologi. Videre har det vært nødvendig med et nært samarbeid med læringspsykologer og pedagoger.

Det finnes mange andre reformtiltak i USA når det gjelder fusikkundervisningen, men i denne framstilling har vi måttet begrense oss til de mest omfattende og de som er mest karakteristiske for den nytenkning som har funnet sted.

Før vi forlater USA kan det føyes til at det der hersker stor enighet om at det i undervisningen må legges vekt på fysikk-eksperimentet. Men når det gjelder spørsmålet om i hvor stor grad elevene skal arbeide i laboratoriet, finner vi til dels dype motsetningsforhold.

En av de store autoriteter blant pedagogene, dr. Jerome Bruner, går inn for en intensiv bruk av elevlaboratoriet. Man snakker i den sammenheng om «Learning by Discovery» og «Teaching Science by Inquiry». Elevene skal ved mest mulig selvstendig arbeid lete seg frem, og selv oppdage, prinsipper og lovmessigheter.

Andre stiller seg mer skeptisk til dette synspunkt. En annen kjent pedagog, dr. David P. Ausubel, hevder således at mye kostbar tid vil gå til spille i elevlaboratoriet.

En lærer kan med fordel gi en langt bedre og mer adekvat innføring i mange emner ved verbale og audiovisuelle hjelpemidler. Elevenes arbeid i laboratoriet må begrenses til en del velvalgte emner som kan stå som eksempler på hvordan en fysiker arbeider, og slik gi elevene en forståelse av en naturvitenskapelig arbeidsmåte.

Til slutt skal vi ta med en omtale av to europeiske skoleforskningsinstitusjoner både p. g. a. deres betydningsfulle virksomhet og fordi disse kanskje vil bety mer for utviklingen i norsk skole enn de amerikanske. Vi har tross alt skoletradisjoner i Europa som på mange måter skiller seg fra de i USA.

Istedenfor å begynne forsøksvirksomhet med PSSC–fysikk i 1960–årene, gikk man i England igang med å utarbeide sine egne program under tittelen «Nuffield Science Teaching Project». Tiltaket ble finansiert av «The Nuffield Foundation». Man konsentrerte seg i første omgang om undervisningen på de lavere klassetrinn som fører fram til det såkalte «ordinary-level», men har siden utvidet virksomheten til også å omfatte de høyere trinn, «advanced-level» som svarer til vårt gymnas.

Et karakteristisk uttrykk for undervisningsoppleggene er: «Teaching for Understanding». Man har ønsket å komme bort fra den tradisjonelle naturfagundervisning som mest besto av en informasjon om fakta og resultater, lover og formler. Skal elevene få noen innsikt og forståelse av naturvitenskapen må det skje gjennom en konsentrasjon omkring spesielt utvalgte emner. Elevene må engasjeres og aktiviseres i sterkere grad enn før gjennom laboratoriearbeid og samtaler. Videre må de øves til selvstendig, kritisk resonnement ved dertil egnede oppgaver. — Et typisk resultat av denne tankegang er at man for barne- og ungdomsskoletrinnet ikke har villet utarbeide en egen lærebok for elevene, bare en oppgavesamling, en såkalt «Questions-book», hvor oppgavene er tilpasset læresekvensen forøvrig. Til gjengjeld har man lagt meget arbeid på å få istand en solid «Teachers guide» og «Guide to experiments», slik at lærerne skal få de beste muligheter for å tilrettelegge lærestoffet på en tilfredsstillende måte. Elevene samler sine erfaringer og kunnskaper i en arbeidsbok som etterhvert vil gi elevene en oversikt over det lærestoff som kreves til eksamen.

I Tyskland ble det i 1966 opprettet et «Institut für die Pädagogik der Naturwissenschaften» (IPN) ved Universitetet i Kiel. Virksomheten der har meget til felles med den vi nettopp har beskrevet i England. Når det gjelder den mer elemetære innføring i naturfagene legger man i Kiel meget stor vekt på elevenes erfaringer fra dagliglivet, det som kalles «Umweltsgeräte». Dette regner man med vil være en støtte i oppbyggingen av det nødvendige begrepsapparat.

Arbeidet i Kiel er ennå noe nytt til at det kan vises til store resultater i form av ferdig utarbeidete læreverk, men årene som kommer

vil sikkert gi erfaringer som også kan komme fysikk-undervisningen i andre land til nytte.

Etter denne oversikt som nødvendigvis må bli noe overfladisk, skal vi forsøke å summere opp noen felles trekk ved de mange reformbestrebelser innenfor skolefysikken:

Først og fremst skal vi merke oss at det er slutt på den tiden da én eller to mann kunne sette seg ned og skrive en lærebok i fysikk på fyrabend. Etter de krav som stilles til skolens undervisning i dag kan dette bare skje gjennom et utbredt samarbeid mellom fysikere, pedagoger, psykologer og praktiserende lærere. Et nytt undervisningsopplegg må dessuten bearbeides og prøves systematisk over lengre tid, samtidig med at det må gjøres så fleksibelt at det kan tilpasses de nye behov som etterhvert kan oppstå.

Videre kunne vi stille spørsmål som: Hva betyr egentlig disse reformbestrebelsene? Hva er det som skal forandres og hvori ligger forandringene?

For det første er det noe i den tradisjonelle fysikkopplæring man *vender seg ifra*: Man ønsker å komme bort fra den læreboksentrerte undervisning som mest går ut på å meddele elevene fakta, lover og forskningsresultater. Man vil ikke lenger opprettholde en undervisningsform hvor elevene ukritisk gjennomfører øvelser etter en fastlagt oppskrift og trimmes i løsning av spesielle problemer som mest oppmuntrer til teknisk regneferdighet.

For det andre er det noe nytt man *arbeider for*: Fremfor alt ønsker man en faglig fornyelse, noe som bare kan skje ved en konsentrasjon omkring sentrale, viktige emner. Men i like høy grad sikter man mot en metodisk fornyelse ved å arbeide for et mer aktivt engasjement fra elevenes side. Ved å presentere fysikkens problemer og problemstillinger, og ikke først og fremst dens resultater, håper man at elevene skal tilegne seg noe av den holdning til fenomenene som en fysiker må arbeide ut fra. Ved å la elevene arbeide mest mulig selvstendig med relevante oppgaver, både av praktisk og teoretisk art, håper man videre at de skal lære å kjenne en naturvitenskapelig tenkemåte og arbeidsform. Og sist, men ikke minst, håper man at dette vil skape en varig interesse for fysikk. Etter de resultater som foreligger hittil er det meget som taler for at vi er på rett veg.

REFERANSE:

PSSC: «Slutrapport», Örebro och Stockholm, ved K. G. Friskopp og Ingemar Bertholdsen.

Harvard Project Physics: Newsletters, Harvard University.

IPS-Group: Introductory Physical Science, New Jersey 1967.

SCIS: Newsletters, University of California at Berkeley.

Bruner, J., «The Act of Discovery», Harvard Educational Review 31, 1961.

Ausubel, D. P., «An Evaluation of the Conceptual Schemes Approach to Science Curriculum De velopment.» Journal of Research in Science Teaching, 3,–64.

Nuffield Physics, Longmans/Penguin Books.

IPN: Hecht K., UNESCO 1968, «New Trends in Physics Teaching».

Bøker

Som det første bind i forlaget North Hollands serie om lavtemperaturfysikk er kommet «Spin Waves» av *A. I. Akhiezer*, *V. G. Baryakhtar* og *S. V. Peletminski*. Boka er oversatt fra russisk til engelsk av *S. Chomet*.

Det er vanlig å kalle de laveste eksiterte tilstander nær grunntilstanden av ikke-ledende magnetiske systemer for spinnbølger. På samme måte som for andre fysiske systemer gjelder det å finne energispektret av eksitasjonene og deretter forklare f. eks. temperaturavhengigheten av magnetiseringen, varmekapasiteten, varmeledningseffektene og hvordan systemet oppfører seg i variable og magnetiske felt, altså resonnanseeffekter. Russiske teoretikere har vært svært aktive innen disse områdene, og det fins en mengde artikler av dem i forskjellige tidsskrifter.

Boka ovenfor gir en samlet framstilling av spesialemnet, og den er skrevet av teoretikere som selv har ytt en selvstendig innsats innen området. Den er helt teoretisk, ikke ett eksperiment er beskrevet og ingen formel er sammenliknet med virkeligheten. For en eksperimentalfysiker er dette kanskje ikke helt tilfredsstillende, han liker gjerne å se samsvaret mellom kartet og terrenget. Resultatet er blitt ei bok som er særlig fin for teoretikere som vil finne en konsis innføring i emnet, og eksperimentalfysikere med sine jordnære krav vil under lesinga få høve til å bevege seg i de høyere sirkler en stund.

Forfatterne sannsynliggjør først Heisenbergs mikroskopiske beskrivelse som leder til en Hamiltonfunksjon med vekselvirkningsintegral. Gir vi et enkelt atomært spinn i et magnetisk system et avvik fra hovedretninga og slipper det, vil denne avvikstilstand bre seg til naboatomene og forplante seg som en bølge gjennom stoffet på grunn av vekselvirkningen, altså en spinnbølge. Boka gir så en fenomenologisk beskrivelse av magnetiseringen i stoffet og dens oppførsel i vekselfelt, spinnbølger behandles kvantemekanisk og det magnetiske systemets termodynamiske egenskaper utledes.

Boka er pent utstyrt og har et ekstra slitesterkt plastikkomslag. Prisen, kr. 150.— er likevel i høyeste laget.

Olav Steinsvoll.

Fisjonsisomeri

II. del.

Per Olav Tjøm

6. Eksperimentelle resultater.

Halveringstiden for fisjonsprosessen bestemmes ved å dele glassplatene eller plast foliene i et bestemt antall områder der sporene bli talt. Fig. 8 er et eksempel på henfall av fisjonsisomeren i ^{240}Am, der glassplatene i fig. 5 er delt i fire områder. Fisjonsisomeren i ^{240}Am er produsert ved tre reaksjoner ^{241}Pu(p , 2n)^{240}Am, ^{240}Pu(d , 2n)^{240}Am og ^{240}Pu(p , n)^{240}Am. De målte halveringstider viser lite avvik og med middelverdi 0,91 ± 0.07 ms.

Fig. 9 viser en oversikt over halveringstidene for de kjente fisjonsisomerer, sammen med halveringstiden for spontan fisjon for noen isotoper. Halveringstiden er tegnet som funksjon av nøytrontallet og det fremgår av fig. 9 at de fleste fisjonsisomerer er funnet i nærheten av nøytrontallet 146.

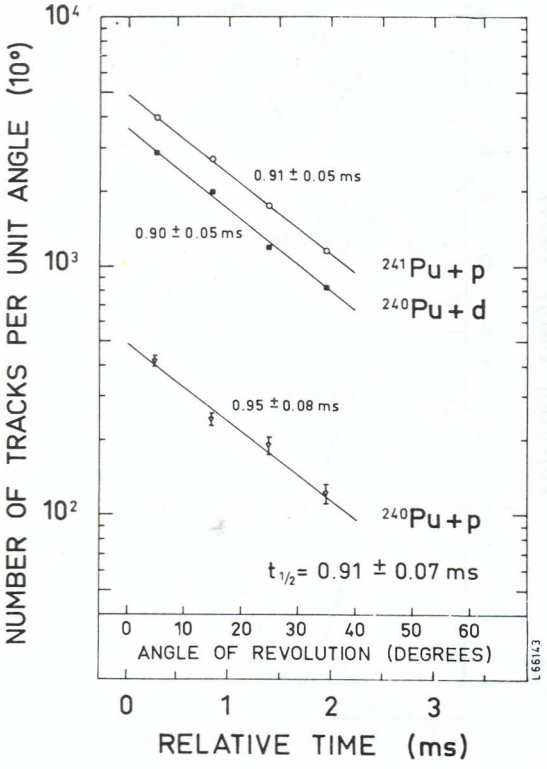


Fig. 8. Halveringstiden for fisjonsisomeren i ^{240}Am. Ref. 2.

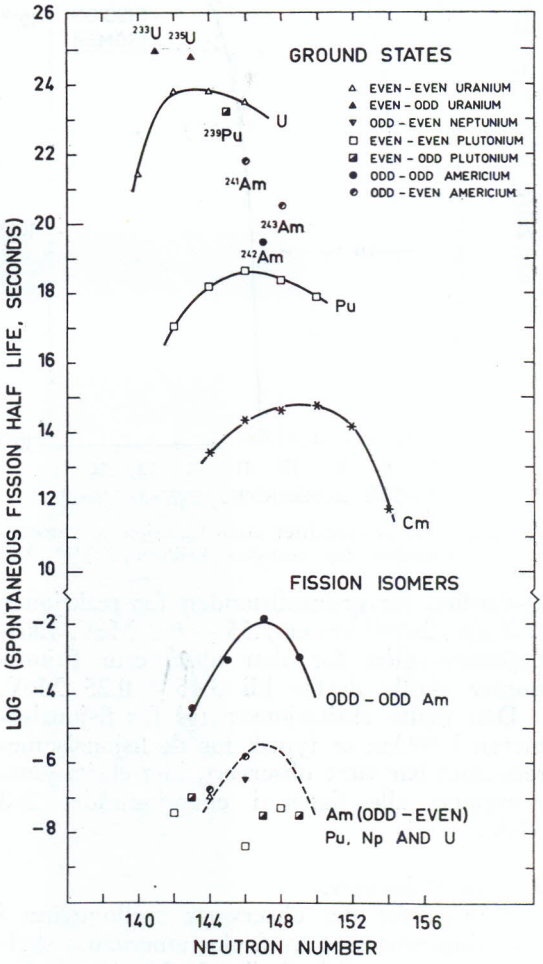


Fig. 9. Oversikt over halveringstiden til kjente fisjonsisomerer. Ref. 3.

Det er meget viktig å kjenne beliggenheten av det isomere nivå i potensialbrønnen. Dette kan man finne ved å måle hvordan fisjonstverrsnittet varierer med prosjektilenergien. Som eksempel kan vi velge ^{241}Pu(p , 2n)^{240}Am reaksjonen der fisjonstverrsnittet er målt for 11 proton energi i energiområdet 9.6 til 13.6 MeV. Det målte fisjonstverrsnitt viser en systematisk variasjon som demonstrert i fig. 10. Antallet observerte fisjoner avtar meget raskt for proton energier mindre enn 11.6 MeV, og den målte terskelverdi var 10.7 ± 0.1 MeV.

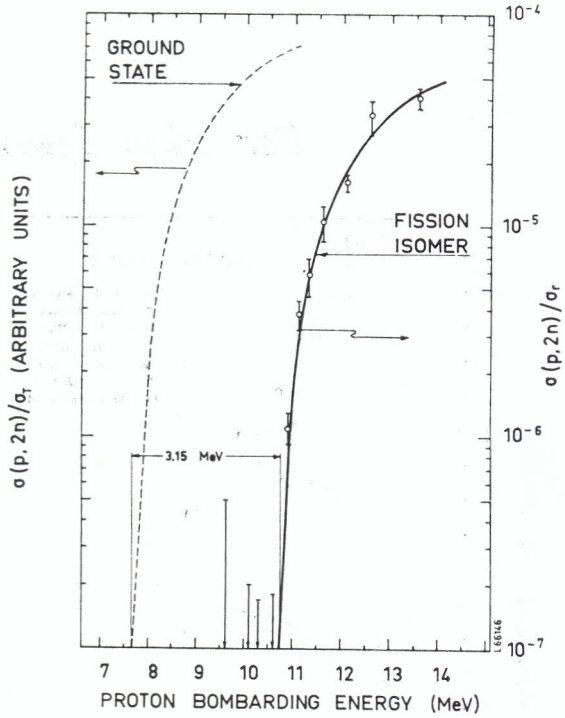


Fig. 10. Fisjonstverrsnittet som funksjon av protonenergien for reaksjon $^{241}Pu(p, 2n)^{240}$ Am.

Q-verdien for grunntilstanden for reaksjonen $^{241}Pu(p, 2n)^{240}Am$ er 7.55 ± 0.2 MeV. Eksitasjonsenergien for den observerte fisjonsisomer skulle derfor bli 3.15 ± 0.25 MeV.

Den målte eksitasjonsenergi for fisjonsisomeren i ^{240}Am er typisk for de fisjonsisomerene som har vært observert, idet eksitasjonsenergiene alle ligger i energiområdet 2–3 MeV.

7. Dobbelt barriere.

Teorien for det observerte mellomtrinn i spaltningsprosessen av f. eks. americium skyldes især den russiske fysiker V. M. Strutinsky. Han var den første til å påpeke at det var mulig for en kjerne å ha to likevektsformer. Han fant dette ved å beregne kjernens potensielle energi som funksjon av kjernens deformasjon. Det vil si at han studerte kjernens energi for et forløp av fisjonsprosessen som skissert i fig. 1.

Som et utgangspunkt for energiberegningene kan væskedråpemodellen brukes der, som påpekt tidligere, overflateenergien og coulombenergien har stor betydning. Men denne modellen kan ikke gi det korrekte bilde, for som vi så i fig. 3 var det f. eks. relativt store avvik i halveringstidene for spontan fisjon og det væskedråpemodellen forutsa. For å komme et skritt videre må vi ta i bruk skallmodellen der man tenker seg at nukleonene beveger seg i baner som elektronene i et atom. En kombinasjon av væskedråpemodellen og skall modellen vil gi et potensial forløp som skissert på fig. 10 for noen av de tunge elementene vi har diskutert ovenfor. Det nye her er at kjernens potensielle energi som funksjon av deformasjonen, viser to minima. Det første minimum svarer til den normale likevektsform for kjernen. Det andre minimum finnes ved en deformasjonsparameter som er 2–2.5 ganger større enn den som svarer til det første minimum. Ved å regne ut den potensielle energi for mange kjerner viser det seg at man kan finne flere enn to minima også, men det er alltid de to første som er vel utviklet, men dybden av dem kan variere fra kjerne til kjerne. Fig. 12 viser et eksempel fra de beregninger S. G. Nilsson har utført for fire pulonium isotoper. I dette tilfelle varierer den første brønnens dybde fra 4 til 8 MeV og den andre fra 2 til 4 MeV. Årsaken til at man finner flere minima i den

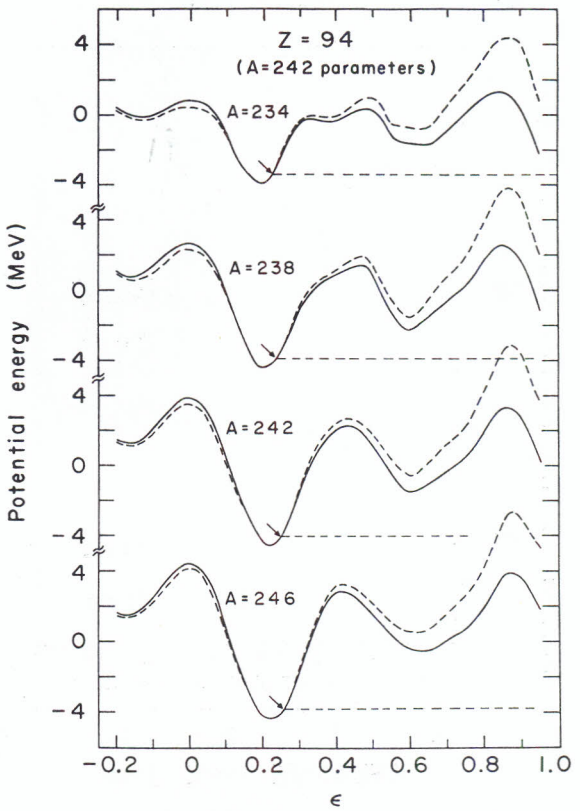


Fig. 12. Beregnet potentiell energi som funksjon av kjernens deformasjon. Ref. 5.

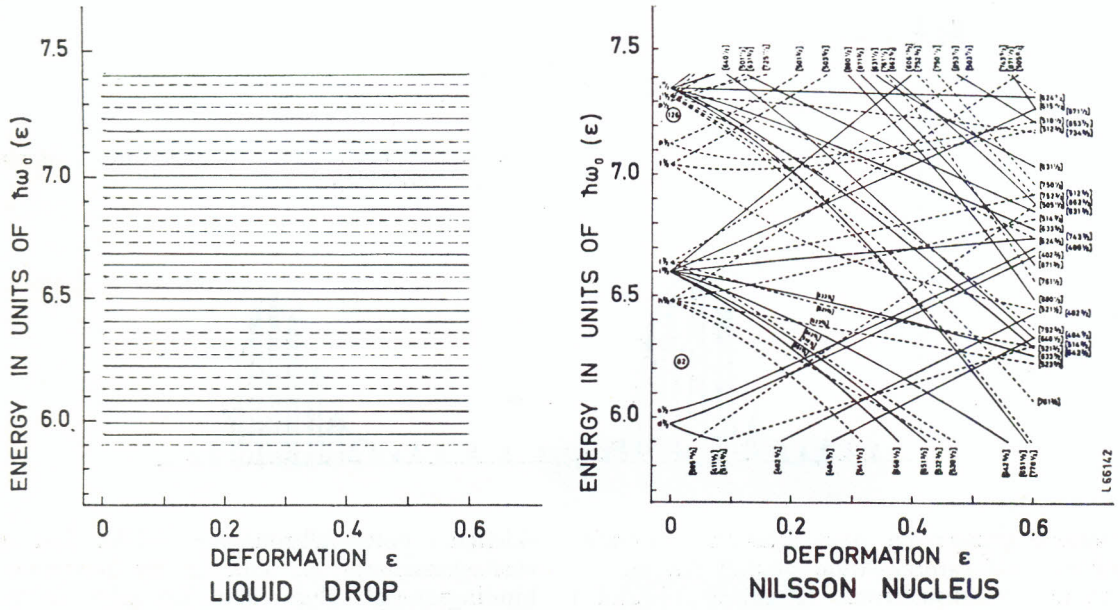


Fig. 13. Beregnede tilstander i væskedråpemodellen og i S. G. Nilsson modellen.

potensielle energi som funksjon av kjernens deformasjon er at tettheten av skallmodell-tilstander varierer. For sfæriske kjerner gir skallmodellen de magiske tall, og kjerner med dette nukleontall er mer stabile enn nabokjernene. Dette gir seg blant annet utslag i at bindingsenergien per nukleon er større for kjerner med enten nøytron eller proton tall lik et av de magiske tall, og størst utslag får man når både nøytron og proton tallet er lik et av de magiske tall. På tilsvarende måte vil en for deformerte kjerner få en uttynning og fortetting av tilstander som vil føre til at energien per nukleon kan variere. Til venstre i fig. 13 er energien av vibrasjonstilstandene for væskedråpemodellen tegnet som funksjon av deformasjonen, og det er ingen skalleffekter. Til høyre i fig. 13 er en-partikkel tilstandene i et deformert potensial tegnet som funksjon av deformasjonen. Vi legger merke til at for sfæriske kjerner har vi de magiske tall 82 og 126, men også for bestemte deformasjoner av kjernen har man en fortynning og fortetning av tilstander. Det er disse skalleffektene som fører til at kjernen kan ha to likevektsformer som skissert i fig. 11. I denne figur er også den potensielle energi beregnet ut fra væskedråpemodellen inntegnet (LDM).

Dette forløp av den potensielle energi kan forklare de observerte egenskaper ved fisjonsisomerene. Dersom en kjerne ved innfangning av f. eks. et nøytron blir eksitert til en så høy energi at den kan fisjonere, vil den ha en viss sjanse for å bli fanget inn i det andre potensial minimum. På denne måte vil spaltningsprosessen bli forsinket sammenlignet med prompt fisjon. På den annen side vil sjansen for fisjon være større sammenlignet med spontan fisjon fra grunntilstanden i det første potensial på grunn av den tynnere og lavere barriere mot fisjon i potensialbrønn II (se fig. 11). Samtidig vil kjernen ha vanskeligere for å sende ut en gamma-stråle enn om den skulle befinne seg i brønn I. Sannsynligheten for gammastråleutsendelse vil reduseres, nuk-

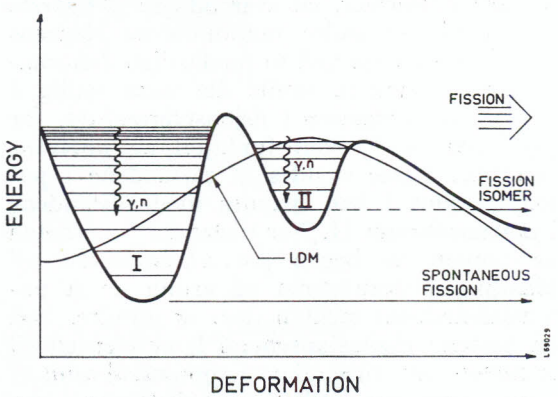


Fig. 11. Skjematisk potential forløp for en kjerne som danner fisjonsisomer.

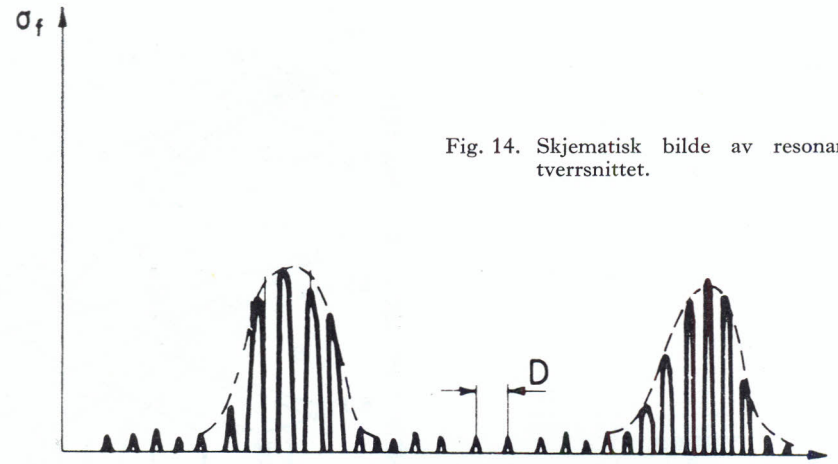


Fig. 14. Skjematisk bilde av resonanser i fisjonstverrsnittet.

leonene trenger en mer drastisk omorganisering ved gamma-stråle henfall fra en tilstand i potensialbrønn II til en tilstand i potensialbrønn I enn om det var en overgang i potensialbrønn I. Den observerte eksitasjonsenergi stemmer også med dette bilde dersom energiforskjellen mellom grunntilstandene i potensialbrønn I og potensialbrønn II er 2–3 MeV. (Se fig. 11). Kvalitativt er det derfor mulig å forklare de observerte fisjonsisomerer. De kvantitative beregninger som hittil er utført stemmer også med observasjonene når en tar hensyn til den store usikkerhet det er forbundet med beregningene, og den eksponentielle avhengighet, f. eks. av barrierehøyden, for å beregne halveringstiden.

8. Resonanser i dobbeltbrønn.

Dersom det er riktig at en kjerne kan ha to likevektsformer, en svarende til det første og en til det andre minimum av kjernens potensielle energi ved to forskjellige deformasjoner av kjernen, skulle det være mulig å observere resonanser i fisjonstverrsnittet, for prosessen (n , f) som funksjon av nøytronenergien. Dette skyldes at tilstandene i potensialbrønn I kan blandes med tilstandene i potensialbrønn II. For tilstander i nærheten av toppen av begge potensialbrønnene vil blandingen være størst på grunn av at potensialbarrieren mellom dem er mindre. Ved en bestemt eksitasjonsenergi E av kjernen vil tettheten av tilstander i potensialbrønn I være større enn tettheten av tilstander i potensialbrønn II (se fig. 11), på grunn av forskjellen i potensialbrønnenes dybde. Ved en eksitasjonsenergi E, som er lik nøytronets bindingsenergi pluss den kinetiske energi, mindre enn dybden av potensialbrønn I vil fisjonstverrsnittet være lite på grunn av den tykke potensialbarriere. Ved registrering av fisjonsfragmentene med en apparatur med god oppløsningsevne vil man kunne observere resonanser svarende til energiavstanden, noen eV, mellom energinivåene i potensialbrønn I. Disse resonanser i fisjonstverrsnittet er i fig. 14 antydet som noen små topper. Dersom eksitasjonsenergien E svarer til et av energinivåene i potensialbrønn II vil man observere større fisjonstverrsnitt på grunn av blanding mellom tilstandene i de to potensialbrønnene. En tilstand i potensialbrønn II, hvorfra fisjon kan gå lettere, vil over et energiintervall fordele seg på tilstandene i brønn I og dermed skulle fisjonstverrsnittet bli større over dette energiintervallet som skissert i fig. 14. Avstanden mellom de store resonansene i fig. 14 svarer til avstanden mellom energinivåene i potensialbrønn II.

Eksperimentelt er resonanser observert ved bombardement av ^{240}Pu med nøytroner. Fig. 15 viser det eksperimentelle resultat der fisjonstverrsnittet er plottet som funksjon av nøytronenergien. Vi legger merke til de sterke resonanser i energiområdet fra 500 eV til 3000 eV med ca. 700 eV energiavstand. Disse resultater svarer godt til det kvalitative bildet vi dannet oss i forbindelse med diskusjonene av fig. 14. Videre støtter disse målingene, sammen med observasjonen av fisjonisomerene, antagelsen av at en kjerne kan ha to likevektsformer.

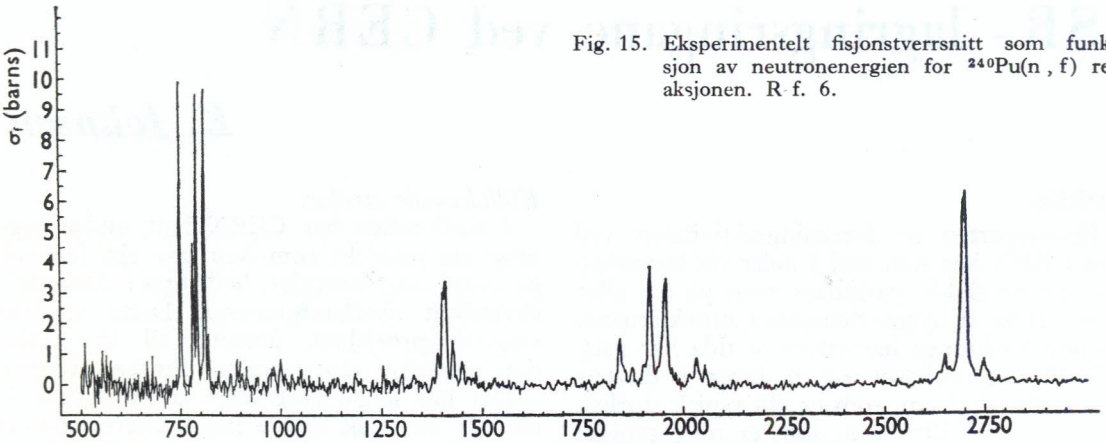


Fig. 15. Eksperimentelt fisjonstverrsnitt som funksjon av neutronenergien for $^{240}Pu(n, f)$ reaksjonen. R f. 6.

9. Avslutning.

Det spørsmål en kan stille seg er: Er fisjonsisomerene et isolert fenomen for tunge elementer eller er det også mulig for lettere kjerner å ha to likevektsformer? Forskjellige target fra ^{138}Ba til ^{209}Bi har vært undersøkt med ^{11}B og ^{19}F prosjektiler. I mange tilfeller er det sannsynligvis observert forsinket fisjon, men de eksperimentelle resultater er ikke sikre nok til å trekke sikre slutninger. Dersom resultatene blir verifisert ser det ikke ut til at de eksisterende teorier kan forklare disse tilfeller, som beskrevet ovenfor, ved hjelp av kjernens to likevektsformer.

Oppdagelsen av fisjonsisomerene og den teoretiske aktivitet som har vært utfoldet i den forbindelse har også ført til forutsigelsen av eksistensen av stabile kjerner i masseområdet $A \sim 290$ med $Z \sim 114$. Det er allerede igang eksperimenter for å prøve å verifisere denne spennende forutsigelsen, men hittil foreligger det ingen entydige resultater.

Fisjonsprosessen har helt siden oppdagelsen hatt liten betydning for forståelsen av atomkjernens oppbygning. Men etter oppdagelsen av mellomtrinnet i spaltningsprosessen vil studiet av fisjon være med til å belyse atomkjernens struktur, kanskje ikke bare for de tyngste elementer, der fisjonsisomerene er identifisert, men også for lette elementer.

Jeg vil gjerne få takke dr. phil. S. Bjørnholm og hans medarbeidere ved Niels Bohr Institutet for lån av figurer til denne artikkel.

REFERENSER:

[1] *S. M. Polikanov et al.*, Soviet Physics *15* (1962) 1016.
[2] *S. Bjørnholm, J. Borggreen og L. Westgaard*, Nuclear Physics *A95* (1967) 513.
[3] *N. L. Lark, G. Sletten, J. Pedersen og S. Bjørnholm*, Nuclear Physics.
[4] *N. L. Lark*, Nucl. Inst. and Meth. *67* (1969) 137.
[5] *S. G. Nilsson et al.*, Nuclear Physics *A131* (1969) 1.
[6] *E. Migneco og J. P. Theobald*, Nuclear Physics *A112* (1968) 603.

Knut Michelsen: Lærebok i fysikk for gymnaset. Fabritius & Sønners forlag 1965–66. Læreboken er skrevet i tre bind. *Første bind* er på 171 sider og inneholder: Del I: Mekanikk. Del II: Varme- og stofflære. *Andre bind* er på 182 sider og inneholder: Del III: Optikk og bølgelære. Del IV: Elektrisitet og magnetisme. *Tredje bind* er på 86 sider og inneholder: Del V: Svingninger og elektromagnetiske bølger. Kvanteoptikk og kjernefysikk.

Lektor K. Michelsen har her, som han selv sier i forordet til første bind, gjort et forsøk på å lage en lærebok i fysikk som er uavhengig av de undervisningsplaner som gjelder idag. Denne uavhengighet kommer særlig til syne i tredje bind, der forfatteren med sitt stoffutvalg prøver å dra elevene med helt opp i 1950–60-årenes begrepsverden innenfor fysikken. Det som er vesentlig nytt i dette stoffutvalget er en bredere innføring i atomenes og atomkjernenes verden.

Innføring av det nye stoffet har delvis ført til reduksjon av teknisk undervisningsstoff som f. eks. motorer og trefasestrøm, men det har også ført til en utvidelse av det totale fysikkpensum for realgymnaset. Dette siste punktet er, etter min mening, en svakhet ved lærebokopplegget. Skal en først gå utover den tradisjonelle ramme for stoffutvalg i fysikk, og dette mener jeg er nødvendig, så må en også skjære bort så mye av det gamle at det blir plass for det nye. Det nye stoffet må ikke få karakter av å være en ekstra arbeidsbyrde for gjennomsnittsgymnasiasten. Læreboken forutsetter nemlig det samme timetall som tidligere.

(forts. side 87)

ISR - lagringsringane ved CERN

K. Johnsen

Innleiing

Størsteparten av forskningsaktiviteten ved ved CERN har som mål å auka vår kunnskap om dei einskilde partiklane som på ein eller annan måte er bygge-elementa i atomkjernane. Denne forskninga har ettersom tida har gått, arbeidt seg nedover og nedover i dimensjonar fra 10^{-8} cm, som er ein typisk storleik på atoma, til 10^{-12} cm, som er meir typiske kjernedimensjonar, og vidare nedover til 10^{-13} cm for å kunna undersøkja elementærpartiklane. Men di mindre dimensjonar, di høgre energiar krevst det til undersøkjingane. Kvart stort sprang i akseleratorenergi har klårlagt nye fenomen og produsert nye partiklar som har auka vår kjennskap til korleis materien er bygd opp. Stundom har dei auka kunnskapane hjelpt til med å forenkla biletet, men det må også vedgåast at ofte har dei nye kunnskapane tilsynelatande skapt meir uorden.

Stoda har no ei tid vore slik at det har vore sterke ynskje om å nå høgre energiar enn det proton-synkronen ved CERN kan gje, som er 28 GeV. I USSR har dei alt ei tid kunna arbeida med strålar frå ein 75 GeV akselerator, og eksperimentelle resultat byrjar å koma ut. I USA byggjer dei ein 200-400 GeV akselerator som kan koma i gang om eit par år. Europa har lenge hatt planar om ein ny akselerator på kring 300 GeV. Til no har ikkje CERN sine medlemsland godkjent desse planane, men det er voner om at ei slik godkjenning snart kjem.

Kolliderande strålar.

I mellomtida har CERN hatt under bygging eit prosjekt som kan gje ein forsmak på utifrå høge energiar, heilt opp i 2000 GeV ekvivalent akseleratorenergi. Dette er lagringsring-prosjektet, avstutta til ISR etter det engelske «Intersecting Storage Rings».

Det har lenge vore klårt at me kunne få ein titt inn i eit mykje høgre energi-område om me kunne få partiklar, som alt var akselererte, til å kollidera front mot front. Når me sender høgenergi-partiklar mot eit stasjonært mål, er den nyttige energien

$$E_{eff} \cong \sqrt{2\,E_a},$$

der energiane er gjevne i GeV, E_{eff} er nyttig energi, og E_a er akselerator-energien. 28 GeV frå synkrotronen ved CERN gjev difor berre 7,5 GeV nyttig energi. Med to akselererte strålar mot kvarandre får me derimot

$$E_{eff} = 2\,E_a,$$

altså 56 GeV for same akseleratorenergien som gjeven i dømet ovanfor. 56 GeV i tyngdepunktsystemet tilsvarer kring 1700 GeV ekvivalent akseleratorenergi.

Hovudproblemet med denne ideen ligg i intensiteten, idet ein vanleg akseleratorstråle mot ein annan vil gje mykje for låg kollisjonsfrekvens for realistiske fysikkeksperiment. Skal

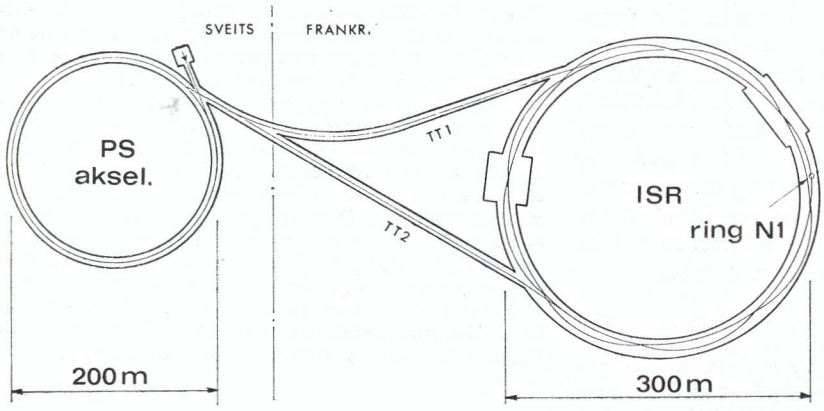


Fig. 1. ISR vist skjematisk saman med PS.

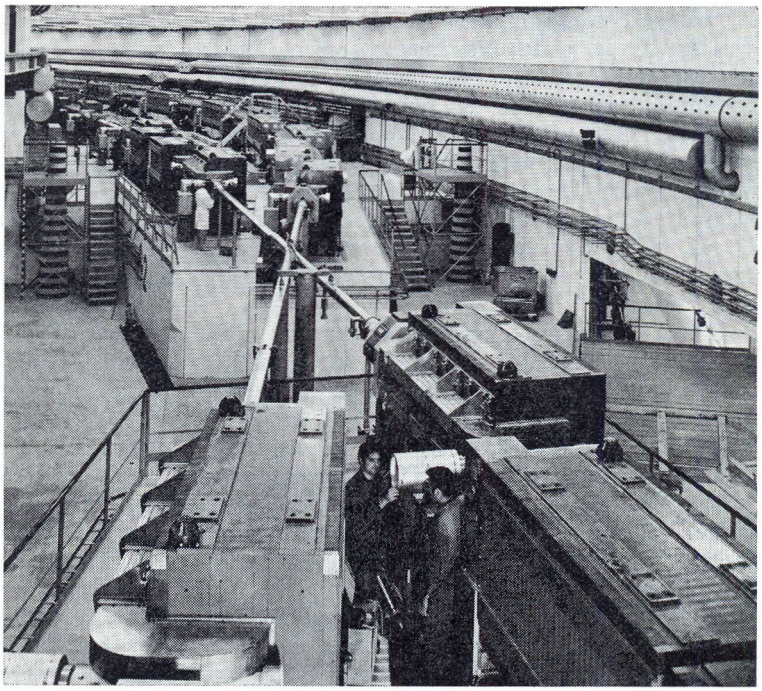


Fig 2. Ein del av ISR tunnelen med magnetar ,vakuumkammer og eit kryssepunkt, som er der det skandinaviske eksperimentet vil gå føre seg.

me få brukelege intensitetar, må me akkumulera og lagra mange strålepulsar frå ein akselerator i to sirkulerende strålar som går mot kvarandre. Det er dette ISR-prosjektet skal gjera; og likevel er intensitetane som me kan nå, små samanlikna med det me får med ein stråle mot eit stasjonært mål. Lagringsringar og høgenergi-akseleratorar vert difor komplementære.

ISR

ISR har to konsentriske magnetringar med ein diameter på 300 m. Protonane går i motsett retning i dei to ringane, som er noko deformerte, slik at dei kryssar kvarandre på åtte stader. Det er i desse punkta me får partikkel-kollisjonane. Figur 1 viser ISR skjematisk, og Figur 2 viser ein del av tunnelen med magnet-ringane installerte, og eit kryssepunkt. Tabell I viser dei viktigaste tekniske data. Protonane vert fyrst akselererte i CERN-synkrotronen til den ynskte energien (som kan vera mellom 8 GeV og 28 GeV). Eit snøgt verkande ejeksjonssystem sender så protonane inn i ein overføringskanal som leier dei opp til ISR-ringen kring 500 m borte. Det er ein pulsa magnet noko nede i overføringskanalen som avgjer om partiklane går til den eine eller den andre av dei to ringane. Ein snøgt-verkande injeksjonsmagnet sender så partiklane inn i ISR, nær den indre vakuumkammerveggen. Her vert strålen innfanga i eit radiofrekvenssystem som akselerer protonane litegrann, slik at dei flytter seg utover til dei nær den ytre vakuumkammerveggen. Injeksjonsbana er dermed frigjort for neste puls, som så vert handsama på same måten av RF-systemet, slik at protonane denne gongen vert plaserte svært nær dei protonane som då alt er der. Dette tek seg så oppatt til vakuumkammeret er fullt, og me skulle då kunne ha 400 gonger meir intens stråle enn strålen i synkrotronen. Målet er å nå ein protonstraum på 20 A. Heile denne akkumuleringsprosessen skulle ta mindre enn ein time for dei to ringane tilsaman.

Med ein slik stråle i kvar av ringane vil det i kvart kryssepunkt verta 10^5, kollisjonar/sek. Dette er ein hendingsfrekvens som eksperimental-fysikarane er heilt vane å arbeida med.

Spesielle krav.

Det er mangt ved desse lagringsringane som for sumt av utstyret stiller heilt spesielle krav som me ikkje er vane til å møta i akseleratorer, der det normalt berre tek nokre sekund, stumdom mindre, frå partiklane vert injiserte til dei går ut or maskinen att.

Det vert ikkje krave av RF-systemet å gje høge akselerasjons-spenningar, men det vert krava uvanleg fin kontroll av spenninga frå

20 kV ved injeksjonen til rundt hundre volt ved slutten av akkumuleringsprosessen. Magnetsystemet må gje ein utifrå noggrann feltkonfigurasjon for å bøya og fokusera strålane, samstundes som denne kofigurasjonen må kunne justerast innan visse grenser. Desse krava spenner over heile aperturen (150 mm), og også opp til det høgste feltet (~ 18 kG), der det også må justerast for metning. Desse magnetane kan tydeleg sjåast i Figur 2.

Krava til vakuumsystemet er strenge. Dei akkumulerte strålane må halda seg i timar, helst i meir enn 10 timar, utan å verta påverka av dei restar av gass som det er i vakuumkammeret. Det kring 2 km lange vakuumsystemet er difor konstruert slik at det gjev 10^{-10} torr. Med sine tusenvis av koplingar, belgar og liknande er nok dette det største og mest kompliserte ultrahøge vakuumsystemet som finst.

Men også mange andre effekter kan påverka strålane og kanhenda gjera dei ustabile i sume høve. Romladningskrefter er eit typisk døme. Elektrodar som kan setjast under spenning, vert difor installerte med visse mellomrom. Dei skal ta bort elektronar som kjem frå ionisering av restgassene, då ein nøytralisert stråle har mykje større romladningseffektar enn ein unøytralisert.

Elektromagnetisk vekselverknad mellom strålane og ISR-komponentar er ei anna kjelde til vanskar. Den kraftige strålen induserer elektromagnetiske felt i utstyr som vakuumkammeret, målestasjonar, elektrodar etc., og dette kan føra til stråle-ustabiliteter. Både teoretiske og eksperimentelle undersøkjingar har hjelpt til å fastleggja både kor alvorlege desse effektane er og korleis dei best kan motverkast. Andre effektar, både kjende og ukjende, kan også koma til å påverka strålane, og sidan me tek sikte på så heilt uvanlege protonstraumar, er det sjølvsagt dei ukjende effektane me er mest redde.

Fyrste prøvekøyringar.

Det var i desember 1965 at CERN-rådet godtok ISR-planane og løyvde pengar. Samstundes hadde Frankrike gjeve grunn til prosjektet rett over grensa til området som til då utgjorde CERN. Året etter byrja gravemaskinane å arbeida, og målet var å vera klar til å byrja innkøyringa frå januar 1971. Kring eit halvår før dette vart det klårt at me kunne truleg byrja prøvekøyring på den eine av dei to ringane eit par månader tidlegare. Etter ein del vellukka prøver utover hausten med protonar i overføringskanalane kunne protonar injiserast i den eine ringen den 29. oktober. Ein energi på 15 GeV var valt for dei fyrste prøvane. Me fekk med ein gong ein sirkulerande stråle, noko som hovudsakleg viste at alle magnetfelt var innanfor dei føreskrivne toleransar uten justeringar. Alt ein time etter prøvane tok til vart fyrste levetidseksperimentet gjort. Ein protonstråle på 5 mA fekk gå fritt rundt i 20 min. før strålen med vilje vart stogga. Ein vellukka akkumuleringsprøve vart også gjennomførd, og eit par dagar etter akkumulerte me opp til 1.5 A, som er langt over dei protonstraumar nokon har kunna laga til no.

Desse fyrste prøvane har vore oppmuntrande for alle som har vore med på konstruksjonen av denne maskinen, serleg fordi dei har vist at utstyret funksjonerer som planlagt. Prøvane har gått snøggare enn venta, og det er difor mogeleg frå no å gå til åtak på hovudproblemet med dette prosjektet, nemleg å finjustera maskinen til å ta dei verkeleg høge protonstraumane. I den prosessen reknar me å møta mange vanskar assosierte med høg intensitet på strålen. Vidare må den andre ringen gjerast ferdig — me vonar i januar/februar — og frå då bør me kunne byrja å observera strålekollisjonar. Likevel er det lite truleg at maskinen er klar til å ta mot elementærpartikkeleksperiment før kring midten av 1971, som planlagt.

Men alt no kan det seiast at det har lukkast å konstruera denne maskinen helt innan dei tidsfristar som vart sette i 1965, og innan den kostnadsrammen som då vart fastlagt, nemleg 332 mill. sveitserfranc. Eit einestående samarbeid mellom dei meir enn 300 personane som har stått føre bygginga av denne maskinen, har fått alt til å klaffa saman til rett tid i sluttfasen.

Eksperimenteringa med kolliderande strålar vil på mange vis verta ulik det me er vane med rundt konvensjonelle akseleratorer, sidan kollisjonane hender inne i sjølve maskinen, og eksperimenteringsutstyret må difor installerast tett opp til vakuumkammeret. Sidan sume av dei viktigaste kollisjonsprodukta vil laga ein svært liten vinkel med primærstrålebana, må sumt deteksjonsutstyr endå til leggjast inne i ISR-kammeret. Fysikkeksperimenta kjem difor i framtida truleg til å verta ein integrert del av sjølve maskinen på ein

(framhald s. 87)

En-partikkeltilstander i deformerte kjerner studert ved en direkte utveksling av et neutron mellom prosjektil og target

Per Olav Tjøm

Direkte reaksjoner har vært en av de mest fruktbare metoder for studiet av energinivåer i kjerner. De har hatt nær tilknytning til studiet av skall-modellen for lette elementer helt siden begynnelsen av 1950-årene. Etter 1960, da større akseleratorer som tandem Van de Graaff maskinen kom i drift, har de direkte reaksjoner i stor utstrekning vært med til å belyse strukturen av energinivåene i tunge deformerte kjerner.

For å få et bilde av hva vi i det følgende skal forsøke å forklare, skal vi se på hva som skjer når ^{160}Gd beskytes med 12 MeV deuteroner. Noen av reaksjonene vil være: ^{160}Gd(d , d')^{160}Gd, ^{160}Gd(d, p)^{161}Gd, ^{160}Gd(d, t)^{159}Gd, ^{160}Gd(d,α)^{158}Eu og ^{160}Gd(d, n)^{161}Tb. Vi er interessert i å studere energinivåer i ^{159}Gd og skal derfor se på tritoner eller protoner henholdsvis fra ^{160}Gd(d, t) og ^{158}Gd(d, p) reaksjonene. Dette kan best gjøres ved hjelp av en magnetisk spektrograf som er det instrument som har den beste oppløsningsevne. Fig. 1 viser spektret av tritoner fra et ^{160}Gd target som er bombardert med 12 MeV deuteroner. Det er ca. 30 topper med eksitasjonsenergi mindre enn 1 MeV som svarer til energi nivåer i ^{159}Gd. Dette gir gjennomsnittlig energiavstand på ca. 33 keV. Halvverdibredden av toppene i fig. 1 er ca. 7 keV. Reaksjonstverrsnittet for de minste toppene er ca. 2 μb/sr og for de største toppene ca. 600 μb/sr.

Det eksperimentelle resultat er at man kan sette opp en tabell over energinivåer med tilhørende (d, t) tverrsnitt. Denne kan utvides til også å omfatte energinivåer populert med reaksjonen ^{158}Gd(d, p)^{159}Gd. Vårt mål er derfor blant annet å forstå den store variasjon i tverrsnitt, som nevnt ovenfor fra 2 μb/sr til 600 μb/sr for populasjonen av de forskjellige energinivåer og karakterisere dem med spin og paritet. For å oppnå dette skal vi i det følgende skissere teorien for direkte reaksjoner og Nilsson-modellen.

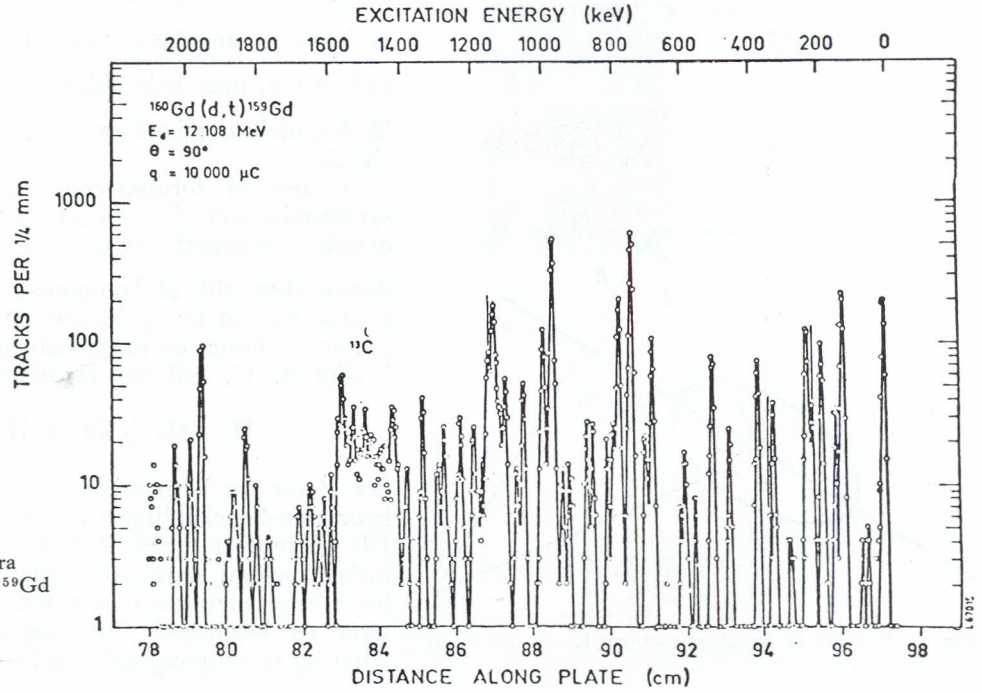


Fig. 1. Triton spektrum fra ^{160}Gd(d,t)^{159}Gd reaksjon.

Fysisk institutt, Universitetet i Oslo, Blindern.

De direkte reaksjoner er et trinns prosesser og karakteriseres ved at de foregår i løpet av kort tid uten dannelse av noen compound-kjerne der energien deles mellom alle nukleonene i kjernen. Den tiden som prosjektilet tilbringer innenfor kjernekreftenes rekkevidde vil være kortest for prosjektiler med høy energi. En regner med at en direkte reaksjon finner sted i løpet av ca. 10^{-20} s eller av samme størrelsesorden som den tiden prosjektilet trenger for å passere target. For compound-kjerne dannelse er reaksjonstiden ca. 10^4 ganger lenger. Det er mulig å beskrive de direkte reaksjoner tilnærmet kvantemekanisk selv om prosessen er et tre legeme problem. Det er vanlig å dele reaksjonen i tre adskilte deler.

i) Prosjektilet (deuteronet) beveger seg i feltet fra kjernen beskrevet av et optisk potensial. Dette vil gi bølgefunksjoner som beskriver den elastiske spredning av prosjektilet.
ii) Et neutron overføres til en en-partikkel-tilstand i target, og target forutsettes ikke å påvirkes av det overførte neutron.
iii) Protonet beveger seg i sitt optiske potensial, som gir bølgefunksjoner til beskrivelse av protonets elastiske spredning.

Denne oppdelingen av reaksjonen vil føre til at (d, p)-tverrsnittet er proporsjonalt med et av to faktorer

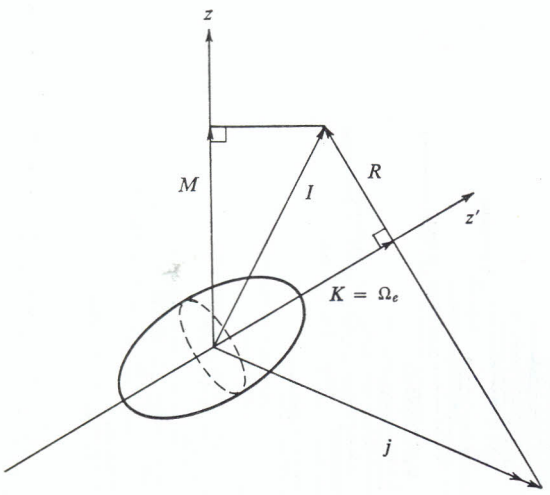


Fig. 2. Kobling av angulært moment for en deformert kjerne.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \sigma_l(\theta)\, S_{jl} \qquad (1)$$

Den første faktor, $\sigma_l(\theta)$, gir sannsynligheten for at et neutron puttes inn i en en-partikkel-tilstand, og kan beregnes ut fra parametrene som beskriver prosess i) og iii) ovenfor. Informasjonen om kjernestrukturen inneholdes i faktoren, S_{jl} som kalles den spektroskopiske faktor og kan finnes dersom vi danner oss en modell av kjernen. Er hensikten å studere sfæriske kjerner kan en-partikkel bølgefungsjonen beregnes i skall-modellen. For deformerte kjerner som vi skal studere, kan bølgefunksjonene beregnes i et statisk deformert potensial dersom vi går ut fra at partikkelbevegelsen i dette potensial kan skilles fra den kollektive bevegelsen. I et deformert potensial er partikkelens angulære moment ikke lenger noe godt kvantetall og la oss sannsynliggjøre dette.

En partikkel som beveger seg friksjonsfritt innenfor et sfærisk skall kan ikke overføre angulært moment til skallet. I det klassiske bilde betyr dette at partikkelens angulære moment er bevart, og kvantemekanisk at det angulære moment er kvantisert. På den annen side vil en partikkel som beveger seg innenfor et deformert skall ha muligheter for å overføre angulært moment til skallet. Dette betyr at partikkelens angulære moment $\vec{j}$ og resten av kjernens angulære moment $\vec{R}$ stadig forandrer seg, men hele tiden slik at $\vec{R} + \vec{j}$ er lik det totale angulære moment av kjernen $\vec{I}$ (se fig. 2).

Dersom vi forutsetter at potensialet er symmetrisk om z'-aksen kan partikkelen ikke overføre angulært moment til skallet langs denne akse, slik at komponenten av $\vec{j}$ langs z'-akse blir en bevegelseskonstant.

For å finne en-partikkelbølgefunksjonene brukte S. G. Nilsson Hamilton operatoren

$$H = H_0 + Dl^2 + H_\beta \qquad (2)$$

der H_0 er det harmoniske oscillator potensial hvor spin-banekoblingen er inkludert. Leddet Dl^2 er innført for å få bedre overensstemmelse mellom teori og eksperiment for de høye bane angulære momenter. H_β representerer en kvadrupol deformasjon av kjernefeltet og er proporsjonalt med $-\beta r^2 Y_{20}(\theta\phi)$.

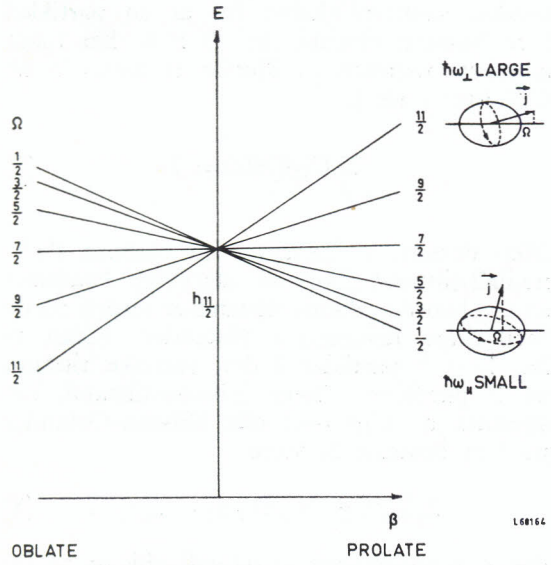


Fig. 3. Oppsplitting av skall model tilstanden $h_{11/2}$ som funksjon av deformasjons-parameteren β.

Der β er en parameter som måler kjernens avvik fra sfærisk symmetri og $Y_{20}(\theta\phi)$ beskriver vinkelavhengigheten.

For å få en følelse av hva H_β i ligning (3) betyr, kan vi betrakte en deformasjon β som er tilstrekkelig liten til at vi kan benytte perturbasjonsteori og finner derved energiavviket ΔE fra de sfæriske energinivåer.

$$\Delta E \propto -\beta \frac{j(j+1)3\Omega^2}{8j(j+1)} \qquad (3)$$

Det følger av ligning (3) at energioppsplittingen er uavhengig av fortegnet på Ω og tilstandene vil derfor være dobbelt degenerert. Videre er energioppsplittingen proporsjonal med deformasjonsparameteren β. Dersom β er positiv, er de minste Ω-verdier lavest og de største høyest. For negative β er det omvendt.

For så store deformasjoner at

$$H_\beta \gg \vec{Dl}^2 + \vec{Cl}\,\vec{s} \qquad (4)$$

finner man at energien kan skrives

$$E(\beta) = (n_\perp + 1)\hbar\omega_\perp(\beta) + (n_z + \tfrac{1}{2})\hbar\omega_z(\beta) \quad (5)$$

der n_z og $n_\perp = n_x + n_y$ er henholdsvis antall vibrasjoner parallell og perpendikulær til symmetriaksen i kjernen.

I fig. 3 er det illustrert hvordan degenerasjonen for den sfæriske tilstand $h_{11/22}$ heves ved økende deformasjon av kjernen. Ligning (3) gir helningen av tilstandene for små verdier av β mens ligning (5) gir energien for store verdier av β. For en sigarformet kjerne vil de tilstander der partiklene beveger seg i et plan i nærheten av symmetriaksen, ha minst energi. Det vil si, at de tilstander med minst Ω verdi ligger lavest, og de tilstandene der $\Omega \sim j$ har større energi. Energiavstanden mellom tilstander med $\Omega = 1/2$ og $\Omega = 11/2$ for $\beta = 0.3$ er ca. 10 MeV, som viser den drastiske effekt deformasjonen av kjerner har på energinivåene.

Som nevnt er ikke partikkelens angulære moment j noe godt kvantetall for deformerte kjerner. Men for store verdier av β eller i den såkalte asymptotiske grense finner man at n_z og komponenten langs kjernens symmetriakse λ av bane angulære momentet l er bevegelseskonstanter. Videre er $\lambda + \Sigma = \Omega$, der Σ er komponenten av spinnet langs symmetriaksen og kan anta verdien $\Sigma = \pm\frac{1}{2}$. Utvalgsreglene for de asymtotiske kvantetall er

$$n_z = n_z$$

$$\lambda = n_\perp,\ n_\perp - 2 \ldots 0 \text{ eller } 1$$

$$\Sigma = \pm\tfrac{1}{2} \quad \Sigma + \lambda = \Omega$$

I denne representasjon er det vanlig å merke tilstandene med $I\Omega\Pi$ $[Nn_z\lambda]$, der I er kjernens totale angulære moment, $N = n_x + n_y + n_z$ og Π pariteten.

For $N = 5$ kan vi ut fra utvalgsreglene sette opp følgende tabell for de asymtotiske kvantetall.

N	n_z	λ
5	0	5. 3, 1
5	1	4, 2, 0
5	2	3, 1
5	3	2, 0
5	4	1
5	5	0

Når vi kombinerer disse kvantetall sammen med $\Omega = \lambda \pm \frac{1}{2}$ så får vi 21 tilstander som er dobbelt-degenerert sammenlignet med 6 sfæriske tilstander i oscillator-skallet $N = 5$ som er $2j + 1$ ganger degenerert. For den sfæriske tilstand $h_{11/2}$ (se Fig. 3) som er 12 ganger

degenerert fåes 6 dobbelt degenererte tilstander som kan klassifiseres ved hjelp av de asymtotiske kvantetall. 11/2 – [505], 9/2 – [514], 7/2 – [523], 5/2 – [532], 3/2 – [514] og 1/2 – [550]. Bølgefunksjonene for disse tilstandene kan beregnes som funksjon av kjernens deformasjon. Siden de sfæriske enpartikkel bølgefunksjonene danner et fullstendig sett, er det mulig å skrive den deformerte bølgefunksjon som en rekkeutvikling av de bølgefunksjoner man finner for den sfærisk symmetriske skall-modell

$$\chi_{N\Omega} = \sum_j C_{jl}\, \phi_{Njl\Omega} \qquad (6)$$

der den deformerte bølgefunksjon χ er indisert med oscillator kvantetallet N og det totale angulære moments projeksjon på symmetriaksen Ω . $\phi_{Njl\Omega}$ er de sfæriske bølgefunksjoner.

Kvadratet av utviklingskoeffisientene C_{jl} uttrykker sannsynligheten for at en partikkel i en bestemt tilstand $\Omega\pi \mid N\, n_z \lambda \mid$ har totalt angulært moment j . Derfor er summen av C_{jl}^2 over j lik 1.

$$\sum_j C_{jl}^2(N\Omega) = 1 \qquad (7)$$

Men dersom vi betrakter en bestemt skallmodell-tilstand (Njl) så uttrykker kvadratet av C_{jl} hvordan denne tilstand er fordelt på de forskjellige deformerte tilstander. Siden vi har $2j + 1$ partikler i den sfæriske tilstand og 2 partikler i hver Nilsson-tilstand, må summen av C_{jl}^2 over alle Nilsson-tilstander med et bestemt N være

$$2_\Omega \Sigma_\alpha\, C_{jl}^2(N\,,\,\Omega\,,\,\alpha) = 2j + 1 \qquad (8)$$

der α representerer kvantetall slik at vi får med alle Nilsson-tilstander i oscillator-skallet.

Dette er demonstrert i Fig. 4 der det er vist hvordan $h_{11/2}$ $N = 5$ styrken er fordelt på de før omtalte 21 deformerte tilstander. Det er som vi ser 6 tilstander som tar det meste av $h_{11/2}$ styrken (87% av den totale), mens de resterende 15 deformerte tilstander tar resten. Fig. 3 viser også de 5 andre sfæriske tilstander som tilhører oscillatorskall 5, men det er ikke vist hvordan disse tilstander fordeler seg på de 21 deformerte tilstander. Men i Fig. 5 er fordelingen av disse tilstandene plottet for en bestemt Nilsson-tilstand $\frac{1}{2}$–[521] som funksjon av deformasjonen. For $\beta = 0$ er det bare $f_{5/2}$ som forekommer, men som vi ser er de forskjellige j-verdier full-

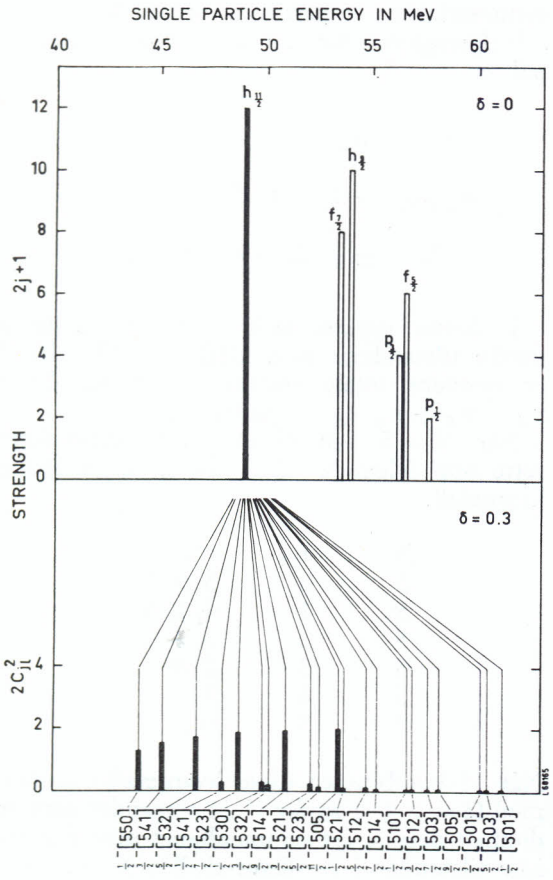


Fig. 4. Fordeling av skall model tilstanden $h_{11/2}$ på tilstander i en deformert kjerne.

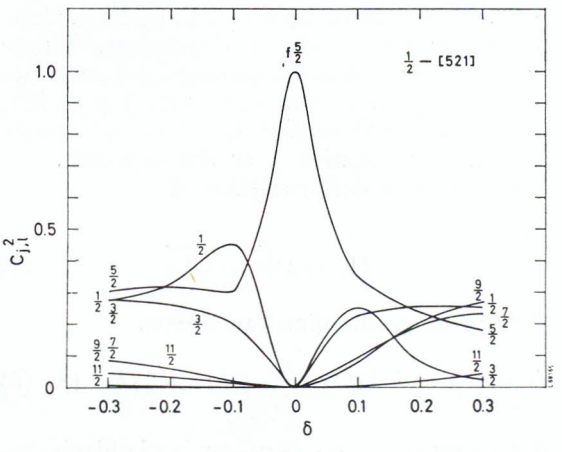


Fig. 5. Sammensetningen av en en-partikkel bølgefunksjon som funksjon av deformasjons-parameteren β .

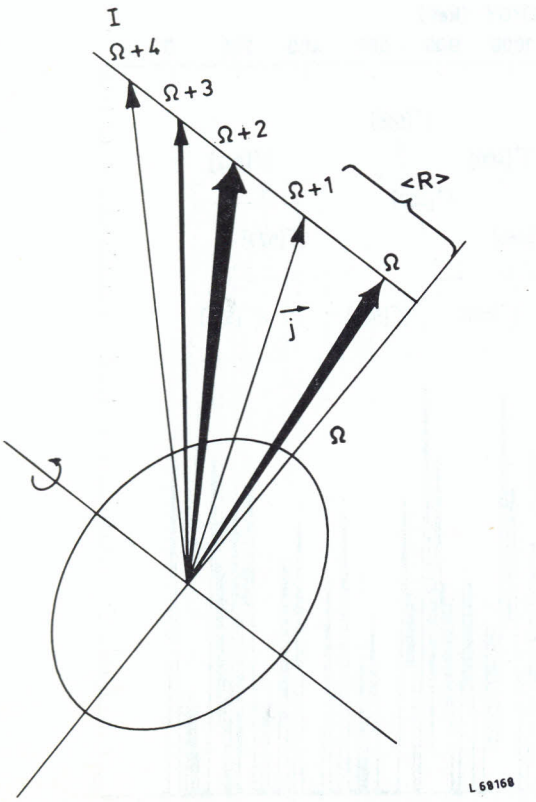


Fig. 6. Kobling av angulært moment i en stripping reaksjon.

stendig mikset for $\beta = 0.1$. Videre kan det legges merke til at f. eks sannsynligheten for å finne $j = 3/2$ komponenten i denne Nilsson-tilstand varierer meget som funksjon av deformasjonen.

Opp til nå har vi diskutert bølgefunksjonene i et statisk deformert potensial og påpekt at i dette potensial er ikke nukleonets angulære moment j noe godt kvantetall. På den annen side vet vi at kjernen har et totalt angulært moment I. Det vi må huske er at kjernen roterer, og det vil blant annet manifestere seg som nesten perfekte rotasjonsspektra for kjerner med ulike massetall. Det er derfor summen av $\vec{j}$ og $\vec{R}$ som gir det totale angulære moment, eller mer korrekt, summen av tidsmidlet av $\vec{j}$ og $\vec{R}$, der $\vec{j}$ vil fluktuere som spesifisert av C_{jl}^2 koeffisientene. Dette er illustrert i Fig. 6 der bredden av pilene indikerer hvor stor sannsynligheten er for at et neutron ville oppholde seg i denne tilstand med angulært moment $\vec{j}$, altså proporsjonalt med C_{jl}^2.

Ved en «stripping» prosess, f. eks. en (d, p)-reaksjon på et like-like target vil sluttkjernens angulære moment I være like det overførte neutrons angulære moment j siden targets (like-like kjerne) angulære moment er lik null. Vi skjønner da at sjansen for overføring av et neutron med angulært moment j må være proposjonalt med sannsynligheten for at et neutron skal ha angulært moment j i sluttkjernen og denne er som beskrevet ovenfor lik C_{jl}^2. Takket være at kjernen roterer, kan man altså ved en «stripping» reaksjon som (d, p) måle de enkelte enpartikkel-komponentene i den deformerte bølgefunksjon. Stripping og pick-up tverrsnittet kan i denne modell for et like-like target skrives

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N\, C_{jl}^2 \sigma_l(\theta) \qquad (9)$$

der N er en normaliseringskonstant og C_{jl}^2 tilsvarer den spektroskopiske faktor i ligning (1). Ut fra ligning (9) er det mulig å beregne hvordan de enkelte tilstander i rotasjonsbåndet som bygger på den enkelte Nilsson tilstand forventes å bli populært i f. eks. en (d, p) reaksjon. Vi får de såkalte «fingerprints» og tre eksempler er vist i Fig. 7.

Identifikasjonen av de forskjellige Nilsson tilstander baserer seg i stor grad på de ovenfor nevnte «fingerprints» og som det fremgår av

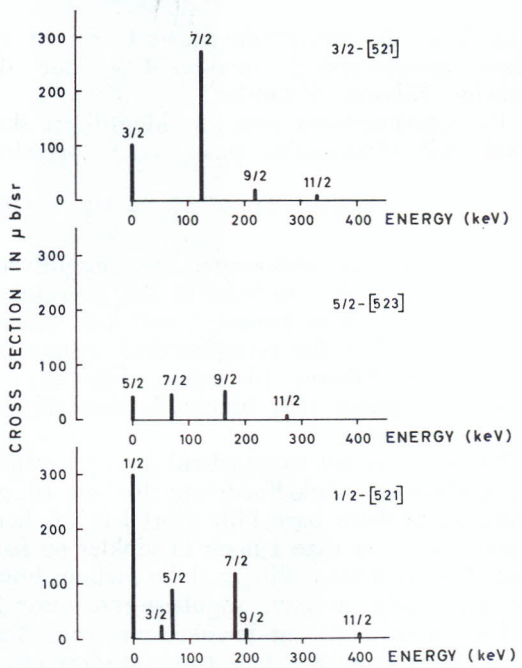


Fig. 7. «Fingerprints» av tre Nilsson tilstander.

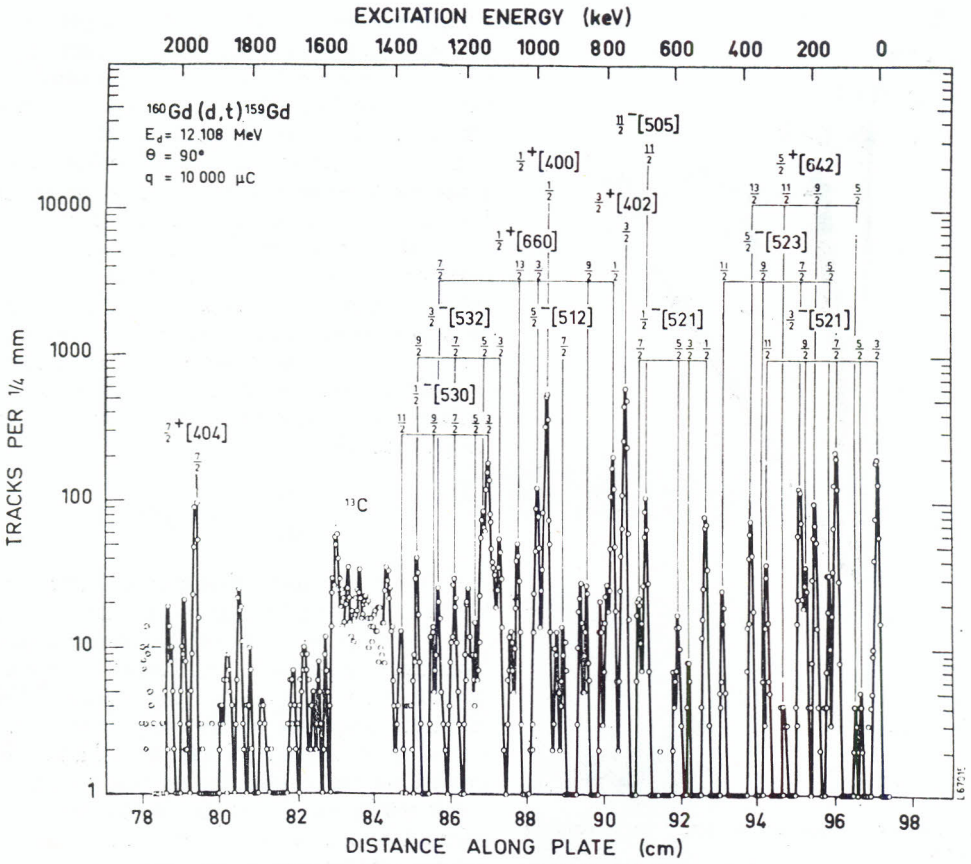


Fig. 8. Triton spektrum fra ^{160}Gd(d, t)^{159}Gd reaksjonen.

Fig. 7 er de forventede (d, p) tverrsnitt til disse rotasjonsbånd karakteristiske for de enkelte Nilsson tilstander.

De rotasjonsbånd som blir identifisert skal med god tilnærmelse passe med formelen

$$E_I = A[I(I+1) - I_0(I_0+1)] \qquad (10)$$

der E_I er eksitasjonsenergien for energinivået med spin I målt i forhold til det energinivå med spin I_0. A er konstant som kan variere fra 6 til 13 keV for rotasjonsbånd bygget på forskjellige Nilsson tilstander. For $\Omega = \frac{1}{2}$ bånd vil ligning (10) inneholde den såkalte dekoblingsfaktor.

På grunn av det store arbeid det er å utføre en fullstendig vinkelfordeling for en (d, p) reaksjon er dette bare blitt gjort i få tilfeller. Vanligvis måler man i noen få vinkler og kan ved hjelp av disse målinger skille mellom høye og lave verdier av bane angulære momentet l.

Ved mange av undersøkelsene som har vært utført er ofte 5–6 isotoper studert samtidig. På denne måten kan man ofte følge en bestemt Nilsson tilstand i flere isotoper. Denne systematiske måte å gjøre undersøkelsen på er utvilsomt av stor betydning for hvor gode interpretasjoner man kan gjøre.

På de ovenfor nevnte kriterier kan man ta for seg det eksperimentelle resultat (Fig. 1) og prøve å tolke det man observerer. Fig. 8 viser resultatet av en slik analyse, som er det samme spektrum som Fig. 1 påført de interpretasjoner det har vært mulig å gjøre byggende på den metode som er skissert ovenfor. Vi skal ikke gå i detaljer, men bare se på grunntilstandens rotasjonsbånd som er bygd på Nilsson tilstanden 3/2 – [521]. Sammenligner en det observerte bilde for denne tilstand med det beregnede «fingerprint» i Fig. 7 finner man god samsvar. Videre kan vi legge merke til på Fig. 8 at Nilsson tilstander fra oscillator-skallene N = 4 og N = 6 også er identifisert.

^{159}Gd kan også studeres ved stripping-reaksjonen ^{158}Gd(d, p)^{159}Gd. Dette spektrum er vist i Fig. 9. Sammenlignes Fig. 9 og Fig. 8 går det frem at flere av de samme Nilsson-

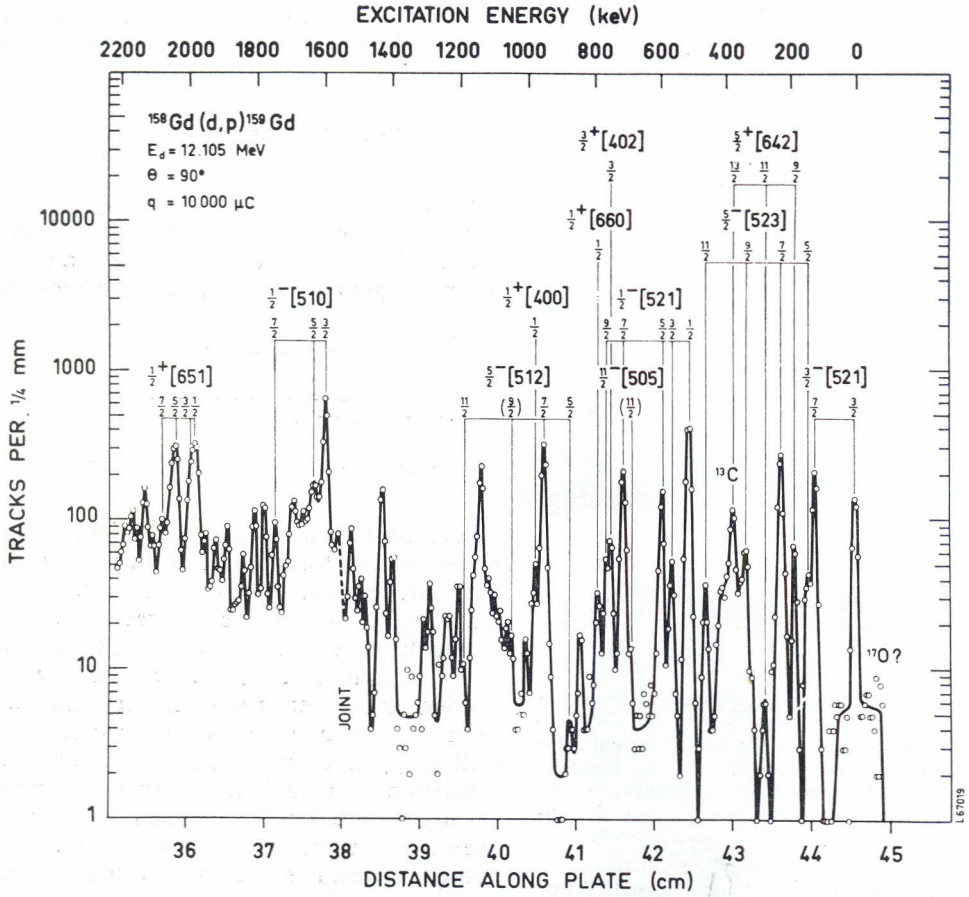


Fig. 9. Proton spektrum fra $^{158}Gd(d, p)^{159}Gd$ reaksjonen.

tilstander i ^{159}Gd observeres både i stripping og pick-up reaksjonene. Dette må bety at i en like-like kjerne — i nærheten av grunntilstanden — er Nilsson-tilstandene bare delvis fylt med to partikler. Denne effekten skyldes parkraften. Derfor er forholdet mellom det eksperimentelle (d, t) tverrsnitt og det som beregnes fra ligning (9) lik sannsynligheten for at den tilstand i den like-like kjernen som man fjerner et neutron fra, er fylt. På tilsvarende måte for (d, p) reaksjonen som gir sannsynligheten for at tilstanden er tom. I Fig. 10 er forholdet mellom de teoretiske og eksperimentelle tverrsnitt vist for tilstandene 7/2 5/2 – [512] og 1/2 1/2 – [521], som er identifisert i ytterbium isotopene. Det fremgår av figuren at det eksperimentelle (d, t) tverrsnitt øker med voksende massetall, mens det eksperimentelle (d, p) tverrsnitt avtar med økende massetall. Dette samsvarer med at for de største massetall er 5/2 – [512] og 1/2 – [521] banene fylt opp mere, og det er lettere å fjerne et neutron enn å addere et.

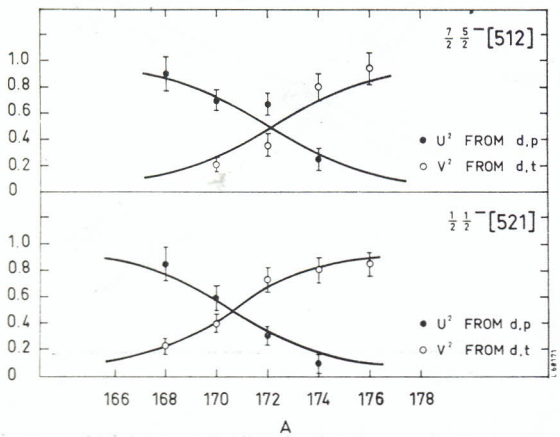


Fig. 10. Parfaktorene U^2 og V^2 for like yterbium kjerner.

Hittil har vi sett på tilfeller der de observerte tverrsnitt har passet bra med de beregnede. I det eksperimentelle materialet som foreligger er det selvfølgelig observert mange

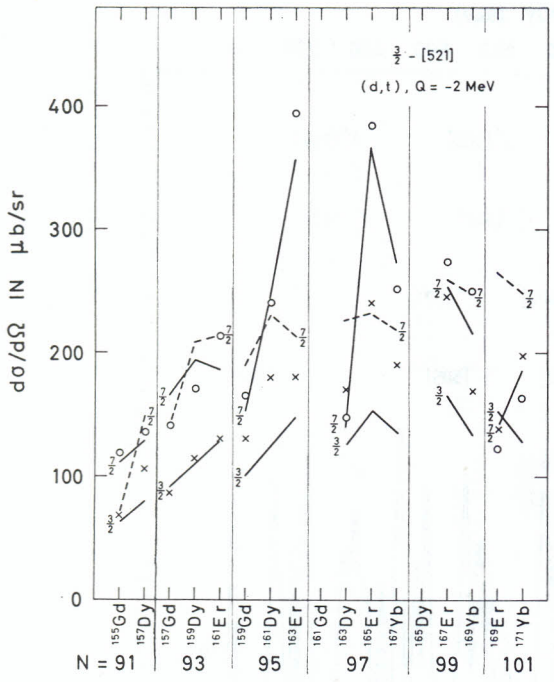


Fig. 11. Sammenligning mellom observert og beregnet (d, t) tverrsnitt for 3/2 3/2–| 521 | og 7/2 3/2–| 521 | tilstandene. x observert tverrsnitt for 3/2, 0 observert tverrsnitt for 7/2 ,– – – beregnet tverrsnitt for 7/2 uten Coriolis kobling, — beregnet tverrsnitt for 3/2 og 7/2 med Coriolis kobling.

avvik fra den ovenfor nevnte teori hvor koblingseffekten har vært neglisjert. Fig. 11 viser hvordan tverrsnittet for 3/2 3/2 – [521] og 7/2 3/2 – [521] tilstandene varierer som funksjon av neutron og proton tallet. Kryssene er det eksperimentelle tverrsnitt for 7/2 – og sirklene for 3/2 – tilstandene. Den stiplede kurve er det beregnede tverrsnitt for 7/2 – ved hjelp av ligning (9) med pareffekten inkludert. Vi ser at det beregnede tverrsnitt i mange tilfelle avviker fra det observerte. Dette avviket skyldes at de enkelte Nilsson-tilstander blander og kan gi opphav til tverrsnitt som er en faktor 2–3 ganger større enn forventet ut fra ligning (9). Vi vet at nukleonene i kjernen beveger seg i et roterende koordinatsystem — den roterende kjerne. Analogt til den klassiske Coriolis kraft — $2m\,\vec{\omega} \times \vec{v}$ som virker på en partikkel med masse m og hastighet $\vec{v}$ i et koordinatsystem med vinkelhastighet $\vec{\omega}$, virker den kraften også på nukleonene i en kjerne.

Hamilton-operatoren for et odde nukleon som beveger seg i et deformert potensial vil derfor inneholde et ledd som kobler partikkelbevegelsen og rotasjonsbevegelsen

$$H_{PRC} = -\frac{h^2}{2J}(I_+ j_- + I_- j_+) \qquad (11)$$

der $I_\pm = I_1 \pm i I_2$ og $j_\pm = j_1 \pm i j_2$. Dette uttrykket har matriseelementer mellom tilstand $|\,IK\,>$ og $|\,IK \pm 1\,>$ og kan finnes ut fra bølgefunksjonen for en deformert kjerne

$$< IMK \,|\, H_{PRC} \,|\, IMK + 1 > =$$

$$= -\frac{\hbar^2}{2J}\sqrt{(I - K)(I + K + 1)}$$

$$(u_K u_{K+1} + v_K v_{K+1}) < x_K \,|\, j_- \,|\, x_{K+1} > \qquad (12)$$

Bølgefunksjonene x_K og x_{K+1} (ligning (6)) er beregnet av Nilsson slik at matriseelementet kan lett finnes. Dersom en skal beregne blandingen for to bånd, kan dette gjøres manuelt, men dersom flere bånd skal inkluderes i regningen, og det er som regel nødvendig, er det lettest å bruke en regnemaskin. Som et eksempel på en slik regning er den fullt opptrukne linje i fig. 11. Vi ser at overensstemmelsen mellom observert og beregnet er meget god for 7/2 –, mens det for 3/2 – fremdeles er en uoverensstemmelse. Det er mange eksempler på at Coriolis koblinger spiller en viktig rolle, ikke bare fra stripping og pick-up data, men også for overgangssannsynligheter og β-decay, som vi ikke skal behandle.

Mange av de eksperimentelle (d, p) og (d, t) data viser at Nilsson-tilstander som

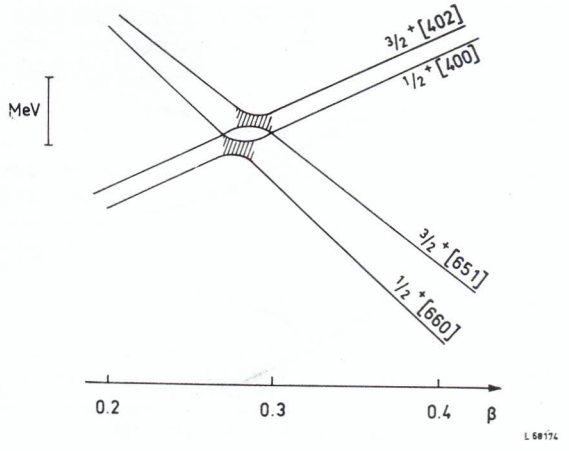


Fig. 12. Skjematisk fremstilling av krysningen av Nilsson tilstander fra N = 6 og N = 4 oscillator skallene.

stammer fra oscillator-skall der $\Delta N = 2$ kan være meget sterkt blandet. I det opprinnelige arbeidet til Nilsson ble denne N kobling neglisjert, men han anga en metode til å ta den i betraktning. Det beste eksemplet på slik kobling finner vi sannsynligvis i ^{159}Gd mellom tilstandene 1/2 1/2 + [400] og 1/2 1/2 + [660]. I Fig. 12 kan vi se at for $\beta \cong 0.3$ krysser disse tilstander, og vi kan videre legge merke til at det er de eneste 1/2+ tilstander man skal populere med en (d, t) reaksjon, og i det rene bildet har 1/2 1/2 + [660] et meget lite tverrsnitt, mens 1/2 1/2 + [400] skal ha et tverrsnitt på flere hundre μb/sr. Dersom vi da observerer to tilstander med bane angulært moment $l = 0$ er dette et meget godt bevis for en kobling mellom 1/2 1/2+ [660] og 1/2 1/2 + [400] tilstandene. Fig. 13 viser vinkelfordelingen av tilstandene med eksitasjonsenergi 780 og 973 keV i ^{159}Gd. Som vi ser har disse en entydig $l = 0$ fordeling og er derfor 1/2+ tilstander, og kan beskrives som en blanding av 1/2 1/2 + [660] og 1/2 1/2 + [400] Nilsson-tilstandene.

Det er mange flere eksempler som kunne nevnes på hvordan Nilsson-tilstandene blander, men denne korte oversikt over (d, p) og (d, t)-reaksjonene har forhåpentlig gitt det inntrykk at det er, og har vært, meget fruktbare reaksjoner til å studere strukturen av en deformert kjerne. Det eksempel vi har valgt, ^{159}Gd, var grunntilstanden på tidligere arbeider kjent og Fig. 14 viser det nivåskjema som er konstruert ut fra (d, p) og (d, t) reaksjonene. Bare i denne kjerne er 14 Nilsson-tilstander identifisert med eksitasjonsenergi mindre enn 2 MeV.

Fig 15 viser en sammenligning mellom de Nilsson-tilstander en skulle forvente ut fra Nilsson-modellen og de eksperimentelle resultater for ^{159}Gd. I denne kjerne er det bare 4 tilstander som ikke er observert, og alle er forventet å ha små (d, p) og (d, t) tverrsnitt. Rekkefølgen av tilstandene er også stort sett

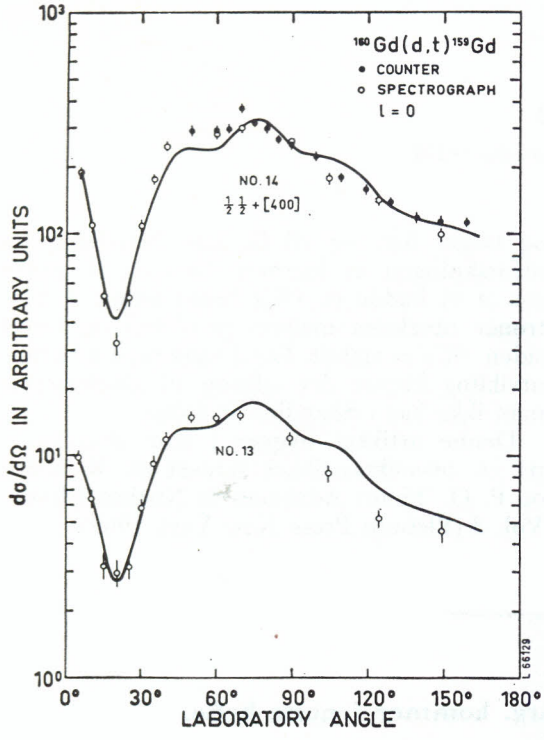


Fig. 13. Vinkelfordeling for to triton grupper med $l = 0$.

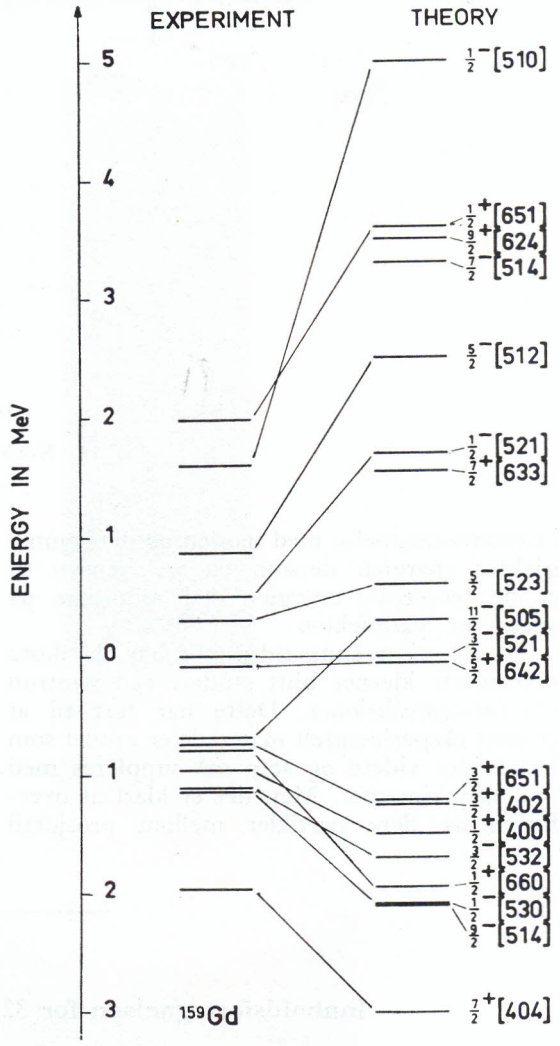


Fig. 15. Sammenligning mellom observerte og teoretiske energier for Nilsson tilstander i ^{159}Gd.

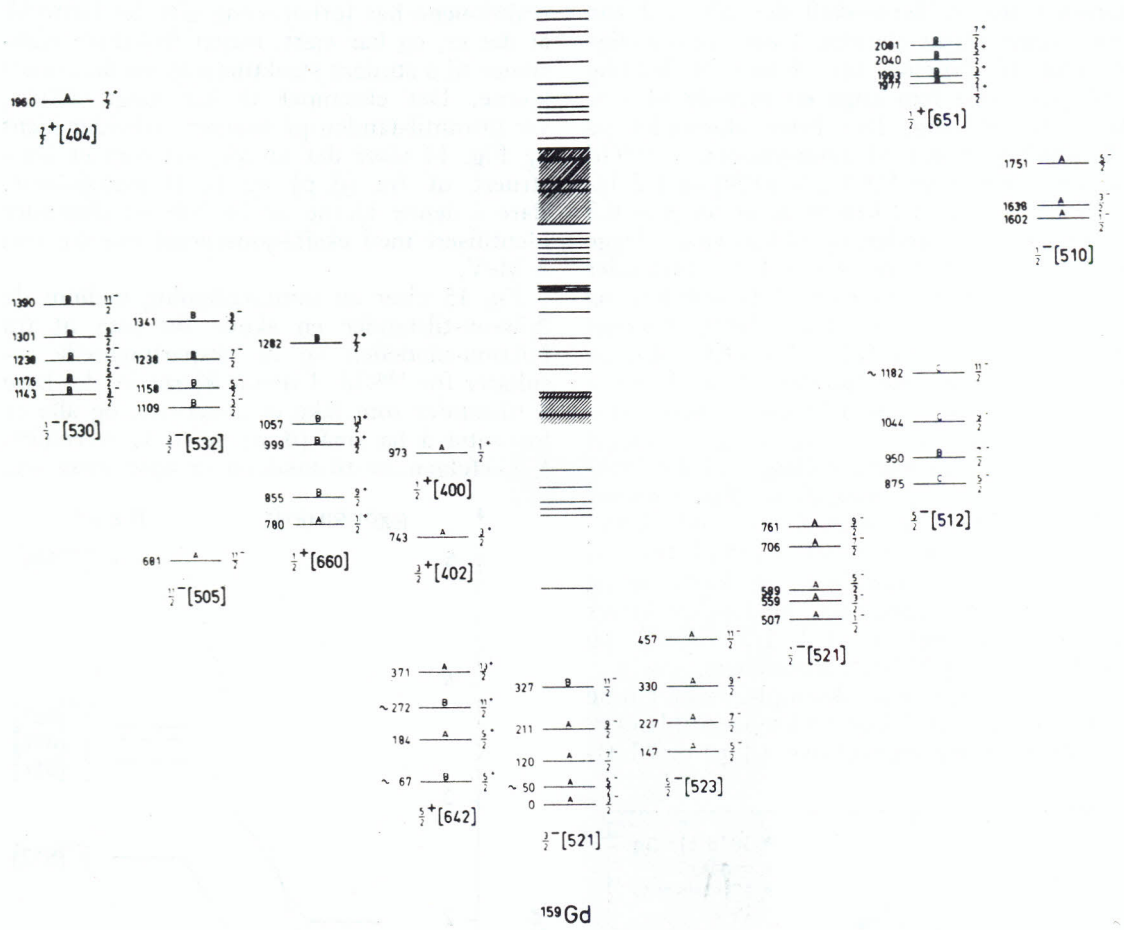


Fig. 14. Nivåskjema for ^{159}Gd.

i overensstemmelse med teorien og det samme gjelder energien dersom en tar hensyn til at de teoretiske energier skal reduseres på grunn av pareffekten.

På det nåværende tidspunkt har de fleste deformerte kjerner blitt studert ved neutron overføringsreaksjoner. Dette har ført til at et stort eksperimentelt materiale er samlet som bearbeides videre og som må suppleres med nye eksperimenter. Men det er klart at overføring av flere partikler mellom prosjektil og target har, og vil få, stor betydning for utforskningen av kjernen. Dersom vi tenker oss at vi hadde et ^{48}Ca beam kunne 8 neutroner utveksles mellom prosjektil og target siden ^{40}Ca er stabilt. For å være med på denne utvikling krever det adgang til akseleratorer man ikke har i Skandinavia i dag.

Denne artikkel bygger i stor utstrekning på en oversiktsartikkel skrevet av B. Elbek og P. O. Tjøm: Advances in Nuclear Physics Vol. 3 (Plenum Press New York 1969).

Innholdsfortegnelsen for 32. årg. kommer i neste hefte.

ISR- ringane (framh. frå s. 76)

måte som har vore uvanleg til no. Førehandsplanlegging av eksperimental-programmet har difor vorte svært viktig. Det er alt eit par år sidan dei framtidige brukarane byrja diskusjonane om dette, og ein spesiell koordinerande komité (IRSC) vart sett opp med representantar for ulike grupper frå heile Europa.

Mange framlegg er komne inn, og 10–12 eksperiment vert no førebudde, eitt av dei med eit sterkt skandinavisk innslag, der også norske fysikarar er med. Dei fyrste eksperimenta er eksplorerande i si natur — ein vil undersøkja partikkelproduksjonen ved ulike vinklar, ein vil måla totaltverrsnitt og elastisk spreiing. Men meir eksotiske undersøkjingar, som t. d. ei jakt på «kvarkar», er også på programmet.

Den entusiasmen som alle forslaga vitner om frå eksperimentalfysikarane si side, ikkje berre i Europa, men i heile verda, er svært oppmuntrande. Det er difor med den største spaning me ser fram til dei fyrste aktive åra med ISR.

Tabell I.

Vikt·ge ISR-data.	
Talet på ringar	2
Maks. energi i kvar stråle	28 GeV
Ring diameter	300 m
Talet på krysspunkt	8
Lengda på dei lange, rette seksjonane	16,8 m
Vinkelen mellom dei to strålane i krysspunkta	15°
Maksimalfeltet i jamvektsbana	12 kG
Radiofrekvens	9,53 Hz
Vakuumkammer	160 mm × 52 mm
Vakuum (medel rundt ringane)	$\sim 2 \times 10^{-10}$ torr
Vakuum i krysspunkta	$\sim 2 \times 10^{-11}$ torr

Bøker

forts. fra side 73

Under behandlingen av det totale stoffutvalg har lektor Michelsen tilsynelatende hatt følgende intensjoner:

1. Jeg vil skape mer klarhet i framstillingen av faget fysikk.
2. Pensum skal ikke dyttes på elevene som puggstoff, derimot skal eleven få anledning til å ane den indre sammenheng mellom de forskjellige begreper.
3. Betegnelser, definisjoner og målsystem skal være i pakt med ISO's anbefalinger.

Etter min mening har lektor Michelsen meget langt på veg levet opp til disse intensjonene og lagt for dagen redelighet overfor faget. Dette skal lektor Michelsen ha honnør for!

I den foreliggende utgave er det i midlertid en del ord og vendinger samt en lang rekke trykkfeil som virker skjemmende.

Noen eksempler:

Uavhengighetsprinsippet nevnes på s. 33, BI, men hva dette står for blir ikke nevnt.

Kraftdefinisjonen (s. 42, BI) er noe abstrakt.

Trykkfeil i selve definisjonen av kraftenhet (s. 45, BI). Begrepet impuls brukes om to ting — kraftstøt og bevegelsesmengde.

Under omtale av magnetisk felt (s. 94, B II) står følgende med uthevet trykk: «Det er feltet som er det primære, det er tilstede også om det ikke forårsaker noen kraft». Hva som er kraft og hva som er felt er vel bare et spørsmål om konvensjon.

En så viktig størrelse som stivheten av en fjær blir ikke nevnt under svingeligningen (s. 10, BIII), den blir redusert til en «positiv størrelse» uten nærmere fysikalsk innhold.

I tillegg til slike vendinger som det foran er gitt eksempler på, kommer en rekke rene trykkfeil.

Alle disse innvendingene er imidlertid av en slik art at det er lett å rette på i en senere utgave.

Helhetsinntrykket er at lektor Michelsen's lærebok i fysikk er et så godt opplegg at det burde kunne danne utgangspunkt for bred forsøksdrift i realgymnaset.

Asbjørn Solheim.

Knut Birkeland: Mål og Vekt. J. W. Cappelens Forlag A/S, 1968, 96 s.

Denne boken inneholder en oversikt over målesystemer og normaler med en kort historikk, internasjonale organisasjoner, en ordbok over måleenheter, tabeller og omregningsfaktorer mellom viktige metriske og engelsk-amerikanske enheter, og noen fysikalske konstanter.

Nytteverdien av en bok som denne er opplagt for alle som noen gang har måttet operere med størrelser fra forskjellige målesystemer. Skoleelever er vel den gruppe som oftest kommer i vanskeligheter med enhetene, men også mange andre. I faglitteratur, aviser, T.V. og radio, romaner osv. støter en stadig på måleenheter som en ikke presis kjenner betydningen av, og en kan ha stor nytte av en oppslagsbok som denne. Personlig fant anmelderen at boken også hadde verdi som underholdning. Ordboken er jo en framstilling i kode av hele vår tekniske utvikling.

Boken kan med sin begrensede størrelse naturligvis ikke inneholde alt som dekkes av tittelen. Alle viktige internasjonale enheter er med, mens det blant eldre og foreldede enheter er lagt vekt på de skandinaviske og de hyppigst forekommende fra andre land. Forfatterens erfaring i Justerdirektoratet skulle garantere for nøyaktigheten av de opplysninger som gis. Boken anbefales for alle.

Kjell Mork.

S. Hayakawa: Cosmic Ray Physics, Nuclear and Astrophysical Aspects. Wiley – Interscience 1969, 774 sider. Pris 370 s.

Denne boken har på mange måter en slående likhet med et velkjent standardverk om kosmisk stråling: High Energy Particles av Bruno Rossi som utkom i 1952, og den nye boken synes å kunne erstatte denne. Boken inneholder en stor kolleksjon av formler, ta-

beller og grafiske fremstillinger som er nyttige for en aktiv forsker på feltet; og med et rikt stikkord-register er boken grei som oppslagsverk.

Etter en historisk oversikt følger et utførlig og oversiktlig avsnitt om elektromagnetiske prosesser ved ladde partikler og fotoners passasje gjennom materie. Avsnittene om kjerne-reaksjoner og mesonproduksjon fremgragt av kosmisk stråling refererer nokså ensidig til emulsjonsstudier. En del av dette stoffet har utelukkende historisk interesse. F. eks. fragmentering av kjerner i fotografisk emulsjon kan bedre, hvis det i det hele har fundamental interesse, studeres med kontrollerbare primærenergier ved en akselerator. Studiet av energispektrum og intensitet av kosmisk stråling i atmosfæren og under jorden får en utførlig behandling. I det siste kapitlet som omhandler opphavet til den kosmiske stråling, diskuteres også forskjellige akselerasjonsmekanismer.

Forfatteren angir i forordet at skrivingen av boken ble avsluttet i 1966. I de påfølgende tre og et halvt år før boken utkom fra forlaget, skjedde en hel del i studiet av kosmisk stråling, særlig p. g. a. mere nøyaktige målinger utført med store matriser av tellere og gnistkammer. Dette faktum gjør at boken allerede virker noe foreldet, og kan neppe sies å gi en adekvat behandling av de emner som er i fokus for interessen idag.

Olaf Skjeggestad.

J. H. Piddington: Cosmic Electrodynamics. Wiley – Interscience. Interscience Monographs and Texts in Physics and Astronomy.

Boka gir en innføring i de mest grunnleggende prinsipper i elektrodynamikk og plasmafysikk, og deretter en anvendelse av disse på og en omtale av de forskjellige kosmiske systemer. De systemer som omtales er sola, det interplanetariske medium, magnetosfæren inklusive strålingsbeltene, planeter og kometer, stjerner generelt og endelig galaxer og universet generellt. Det er altså en nokså omfattende bok, og en kan beundre forfatteren alene for å kunne gjøre dette på en instruktiv og oversiktlig måte på mindre enn 300 sider.

De fire første kapitler (vel 70 sider) er viet de grunnleggende prinsipper. Her omtales bevegelse av enkeltpartikler i kombinerte elektriske og magnetiske felter, de elementære, stabile plasma-effekter og akselerasjonsmekanismer..

Instabiliteter og bølger i plasma er ikke med. Stoffet er greit og instruktivt lagt til rette og passer godt for viderekomne studenter og til oppfriskning for ikkespesialister blant fysikere ellers. For de øvrige kapitler har anmelderen bare delvis kompetanse. Kapitlene om jordens magnetosfære, strålingsbeltene, geomagnetiske perturbasjoner og nordlysteorier er imidlertid meget gode. Kanskje er ikke alle forfatterens synspunkter på hvordan disse mekanismer virker fullt så skråsikkert riktige som boka kan gi inntrykk av. Det er imidlertid absolutt en av de bedre oversikter over disse kompliserte fenomener, basert på stringent, men relativt elementær elektrodynamikk og plasmafysikk. Alt i alt er boka meget anbefalelsesverdig. Hvis den oppgitte pris er riktig (175 shilling) er den i stiveste laget.

Anders Omholt.

Marine Geophysical Researcehes.

Vitenskapelige undersøkelser av sedimentlag, skorpe og mantel i de deler av jorden som er dekket av sjø og hav er blitt sterkt intensivert, særlig i det siste decennium. Resultatene av disse undersøkelser har vært revolusjonerende, spesielt når det gjelder forståelsen av de geologiske prosesser som vår klode gjennomgår. Et vitenskapelig tidsskrift spesielt med henblikk på publisering av resultater fra studiet av havbunnen og de underliggende lag har imidlertid manglet. Det har derfor ofte vært vanskelig for forskere som arbeider med marin-geofysiske problemer å finne et egnet tidsskrift for publisering av sine resultater. Med MARINE GEOPHYSICAL RESEACHES fra D. Reidel Publishing Company, Holland, skulle dette problem være betydelig nærmere sin løsning. Dets første nummer er nylig utkommet og bærer tydelig preg av hvilke intensjoner som legges til grunn: en beskrivelse av strukturer under havbunnen som bare kan undersøkes ved geofysiske metoder og de fysiske prosesser som har vært opprinnelsen til de beskrevne strukturer.

For norsk marin-geofysikk, som i de siste årene har blitt intensivert ganske radikalt på grunn av undersøkelsene på kontinentalsokkelen, kontinentalskråningen og i de tilstøtende havområder, vil det nye tidsskrift sikkert bli hilst med glede både med henblikk på mottagelsen av informasjoner og ikke minst som et meget velegnet forum for publisering av vitenskapelige arbeider.

Markvard A. Sellevoll.

Nye medlemmer 1970 (2).

Dahle, Kaare, lektor, Persbråten skole, Oslo 7.
Hauge, Bernt K., universitetslektor, NLHT, 7000 Trondheim
Hordvik, Audun, forsker, CROL–AFCRL, Bedford, Mass., USA
Kildal, Helge, forsker, Microwave Lab. Stanford, Cal., USA
Kjemhus, Knut, projekting., Kongsberg Våpenfabrikk, 3600 Kongsberg
Kne, Johan, lektor, Ringve Gymnas, 7000 Trondheim
Knudsen, Svein Erik, adjunkt, Kr.sund Gymnas, 6500 Kristiansund
Linge, Helge, lektor, Molde Gymnas, 6400 Molde
Munthe-Kaas, Tone, lektor, Skien Gymnas, 3700 Skien
Løhaugen, Karl, lektor, Tvedestrand Gymnas, 4900 Tvedestrand
Okasmo, Øyvind, lektor, Fredrikstad Gymnas, 1600 Fredrikstad
Solheim, Jan-Erik, forskn.stip. (NAVF), Inst. for teoretisk astrofysikk, Blindern, Oslo 3
Unander, Åsmund, lektor, Grimstad Gymnas, 4890 Grimstad.

Serviceavdelingen ivaretar disse arbeidsområdene:

— **kontroll og eventuell kalibrering av nytt utstyr før levering til kunde,**

— **vedlikehold av instrumenter for bedrifter og institusjoner som måtte ønske det,**

— **bistand som konsulenter for våre salgsavdelinger og kunder.**

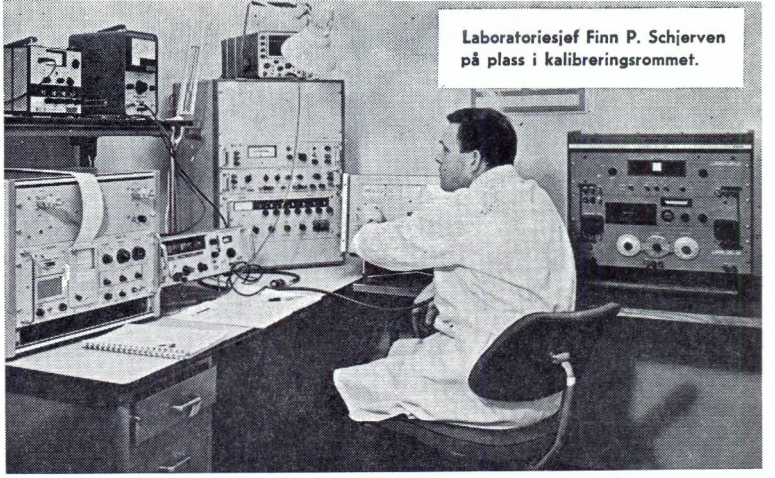
Avdelingen utførte ca. 1500 reparasjoner med kalibrering siste år. Vi forsøker å holde leveringstiden innen en uke forutsatt de nødvendige deler er tilgjengelige fra vårt lager.

Delelageret består for tiden av ca. 10 000 forskjellige typer. Det er bygget opp etter leverandørens anbefalinger og våre egne erfaringer.

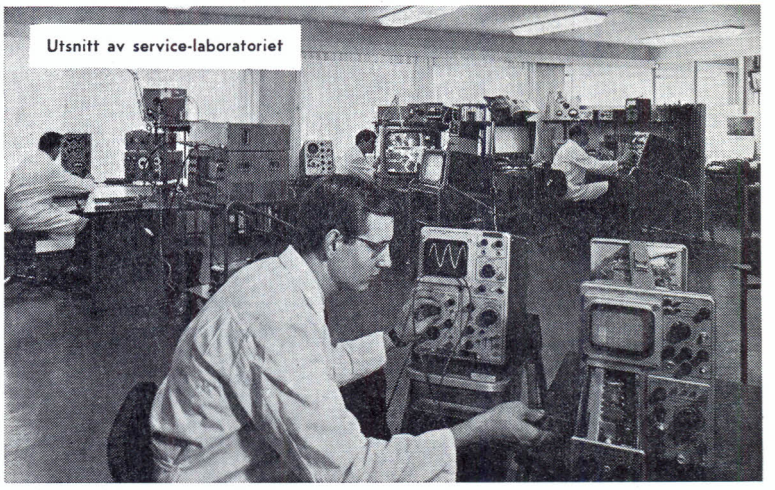
Vi bruker prinsipielt bare originaldeler, selv når det gjelder motstander og kondensatorer.

For å imøtekomme kundenes ønsker om service og kalibrering mens deres eget personale var på ferie, har vi i de to siste år gjort avtale på forhånd og forskjøvet ferietiden ved vårt serviceverksted.

Som De vil se av tabellen, tillegger vi kalibreringstjenesten meget stor vekt. Husstandardene er referert til det Internasjonale Bureau for Mål og Vekt via National Physical Laboratory (England) og National Bureau of Standards (USA).



Laboratoriesjef Finn P. Schjerven på plass i kalibreringsrommet.



Utsnitt av service-laboratoriet

DC-spenning	Område	Nøyaktighet
Fluke DC-kal.system Tinsley Standard Cellebank med 12 celler Temp.ktr. ± 0.01° C	1.018395V	± 8 ppm ± 0.0005 %
AC-spenning		
Optimation AC-kalibrator	10Hz—99,900KHz 0—500 Vrms. 45 VA	Stabilitet < 100 ppm Stabilitet < 20 ppm
Fluke true rms Diff.-Volmeter	10Hz— 30Hz 0.01—1100 Vrms 30Hz— 50kHz 0.01— 500 Vrms 30Hz—100kHz 0.01—1100 Vrms 100kHz—200kHz 0.01—1100 Vrms 200kHz—500kHz 0.01—1100 Vrms 500kHz—1MHz 0.01—1100 Vrms	± 0.2 % ± 0.05 % ± 0.2 % ± 0.5 % ± 1 % ± 3 %
Boonton RF-Voltmeter	150kHz— 100MHz 100 V—300 V 50kHz— 400MHz 100 V—300 V 20kHz—1200MHz 100 V—300 V	± 3 % ± 5 % ± 15 %
DC-strøm		
ESI—Std.-motstander Fluke Spenningskilde	0.3mA — 1A	± 0.05 %
Motstand		
ESI-Motstandsbro	0 — 511.10M	± 0.002 % + 10 μ
Motstandsdekader	0.01 — 11.111M	± 0.02 %
Kapasitet		
ESI Impedansbro	0 — 1200μF 0.1—10kHz	0.1 %
Induktivitet	0.01 H — 1200H 0.1—10kHz	0.1 % + 1 skalastrek + 0.7 % . fkHz/Q
Q — faktor		
ESI Impedansbro	0.1—10kHz	0.007 % . fkHz (1 + Q)2 + 0.02 Q
Frekvens		
Systron—Donner krystalloscillator	Uttak for normalfrekvenser 10Hz—10MHz i dekadiske step	Stabilitet 5 . 10^{-10}/døgn
Systron—Donner frekvensteller med transferoscillator	1Hz — 15GHz	Oscillatorstabilitet ± 1 siffer
Fluke VLF-Mottaker	Rugby VLF-stasjon 16 KHz	0.5 μs
	Digital feilsummering samt skriver for logging av faseforskjell mellom Rugby og egen oscillator.	
Effekt		
Boonton μPower Meter	100kHz — 7GHz	0.01μW—10mW ± 0.5db

MORGENSTIERNE & CO A/S
INGENIØRFIRMA
KONGHELLEGT. 3-5 — OSLO 5 — TELEFON 37 29 40

Fra Fysikkens Verden

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

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

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Dr. philos Tormod Riste

Styre: Dosent Arnfinn Graue
Professor H. Sørum
Professor dr. Nicolai Norman
Cand. real. Gunnar Kvifte

Selskapets sekretær: Gerd Jarrett
Nøytronfysikkavdelingen,
Institutt for Atomenergi,
Boks 40, 2007 Kjeller

Postgirokonto: 88388 Bankgirokonto: 8601 - 236880

Teknisk medarbeider og
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,—.

Sekretær: Gudrun Græsmann

Ekspedisjonens adresse: Fra Fysikkens Verden,
Fysisk Institutt, N. L. H. T.,
7000 — Trondheim.

Postgirokonto: 10472 Bankgirokonto: 8601-236545

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