LUND UNIVERSITY

Hur ser atomens kärna ut?

Nilsson, Sven Gösta

Published in:
Kosmos

1968

Link to publication

Citation for published version (APA):
Nilsson, S. G. (1968). Hur ser atomens kärna ut? *Kosmos*, *1968*, 47-52.

Total number of authors:
1

General rights
Unless other specific re-use rights are stated the following general rights apply:
Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.
• Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
• You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
• You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal

Read more about Creative commons licenses: https://creativecommons.org/licenses/

Take down policy
If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

LUND UNIVERSITY

PO Box 117
221 00 Lund
+46 46-222 00 00

F: 562

SÄRTRYCK UR **Kosmos 1968**

Utgiven av Svenska Fysikersamfundet

SVEN GÖSTA NILSSON

Hur ser atomens kärna ut?

Den mest genomgående egenskapen kärnmaterien uppvisar är, att dess täthet är konstant, oberoende av atomkärnans masstal. Detta är ingalunda någon trivial egenskap, även om samma sak gäller för uppförandet av den makrokosmiska materia vi har direkt erfarenhet av. Med elektronhöljet förhåller det sig t. ex. helt annorlunda. Om vi betraktar neutrala atomer, där kärnladdningstalet är lika med elektrontalet, så är atomvolymen grovt taget konstant hela vägen från de lättaste atomerna till de tyngsta. Efterhand som fler elektroner adderas, krymper banorna i stort sett så att volymen bevaras. I själva verket har elementet ferminum ($Z=100$) mindre atomradie än uran ($Z=92$), vilket väsentligen är den egenskap kemisterna utnyttjar, när de separerar fram de tunga elementen genom jonbytarkolonner. För atomkärnan gäller emellertid, att radien är mycket nära proportionell mot $A^{1/3}$ och alltså volymen proportionell mot A, det totala antalet nukleoner, neutroner och protoner sammantagna, i atomkärnan. Detta faktum observerades redan vid slutet av 1920-talet av Rutherford och hans medarbetare i Cambridge. Vi kan alltså för kärnradien skriva den enkla formeln.

$$R = r_0 A^{1/3}$$

som gäller med en noggrannhet upp till några fa procent. Proportionalitetskonstanten r_0 är cirka $1{,}1 \times 10^{-13}$ cm eller 1,1 fermi. Detta innebär sålunda att alla atomkärneradier ligger mellan 10^{-12} och 10^{-13} cm. För en lätt kärna som t. ex. ${}^{8}_{4}\mathrm{Be}$ är alltså kärnradien ca 2×10^{-13} cm, medan den innersta elektronbanan ligger på ett avstånd av ca 2×10^{-9} cm från centralkroppen, dvs. 10 000 gånger längre ut. Men för den tyngsta stabila kärnan, blykärnan ${}^{208}\mathrm{Pb}$, med en kärnradie nära 10^{-12} cm, ligger den innersta elektronbanan vid cirka 10^{-10} cm eller 100 gånger längre ut. Det är uppenbart att en sådan satellitbana, som löper så nära centralkroppen, måste vara känslig för och bära vittnesbörd om centralkroppens form och struktur, t. ex. om avvikelsen från sfärisk symmetri i centralladdningen etc. Det är väl känt att man under de senaste åren med satelliter lyckats kartlägga avvikelserna från sfäricitet i jordformen med stor noggrannhet. Om vi bygger vidare på analogin därifrån, kan vi säga, att ju mera lågtflygande satelliten är i förhållande till centralkroppen, dess bättre bör möjligheterna bli att kartlägga centralkroppens egenskaper från anomalierna i satellitbanan. För flera atomer har man på de sista åren i den innersta elektronbanan lyckats byta ut den lätta elektronen mot den, i alla egenskaper utom vikt, mycket likartade mymesonen. Eftersom den innersta banradien är direkt proportionell mot den inverterade satellitmassan, så finner vi att mymesonen borde ha en banradie mindre än 10^{-12} cm i blyatomen, dvs. den skulle där väsentligen röra sig nere i själva kärnmaterian.

Bl. a. från studiet av satellitbanorna kring atomkärnan, elektron- eller hellre mymesonbanorna, kan man alltså få en god föreställning

Fysik- & astronomibiblioteket Lund

om kärnans utsträckning, form och även till en del om själva kärnytans egenskaper. Att atomkärnan är bärare av sådana egenskaper som utsträckning, form, varierande täthet etc. är inte ägnat att förvåna, då den är en sammansatt struktur. Men att också dess byggstenar, protoner och neutroner, har visat sig, i sin tur, förknippade med dylika egenskaper, konstituerar däremot ett regressionsproblem, som vi emellertid inte skall befatta oss med här.

Låt oss antyda mer om vilka informationer, som kommer från studiet av den mymesiska atomen. Medan sålunda tätheten tycks vara mycket nära konstant inom ett stort inneområde av atomkärnan, har vi ett slags kärnskinnområde vid vad som vi löst kan beteckna som kärnans yta, där tätheten klingar av, från den konstanta mättningstätheten mot vakuum utanför. Om vi definierar djupet av ett sådant område, som det som begränsas av tätheten 90 % och tätheten 10 % enligt fig. 1, så får vi en skikttjocklek t av cirka $2\text{–}3 \times 10^{-13}$ cm, oberoende av masstalet. Mymesonspektroskopin visar också, att kärnformen i många fall inte är sfärisk utan ellipsformad och att skinntjockleken då troligen är något olika vid polerna och ekvatorn.

Vidare synes neutronmaterian och protonmaterian visserligen ha samma medelradie men neutronmaterian visa större diffushet vid ytan. I likhet med vad fig. 1 visar, tycks kärnan vara omgiven av en tunn neutronhalo. Speciellt K-mesoninfångningsexperiment ger stöd för den slutsatsen.

Låt oss lämna till litet längre fram diskussionen om atomkärnornas form och i stället betrakta en annan serie välkända och elementära data, nämligen de uppmätta kärnmassorna, varav det nu finns ca 1 200. Som bekant är inte kärnmassan identisk med summan av massorna av de Z ingående protonerna och de N ingående neutronerna. Skillnaden utgör den s. k. bindningsenergin och representerar den energivinst nukleonerna gör genom att vistas inom räckhåll för den ömsesidiga kärnkraften. Den energivinsten är som bekant universums fundamentala energikälla. Nu visar sig bindningsenergin väsentligen proportionell mot A tvärs igenom hela det periodiska systemet, precis som kärnvolymen.

Kärnmaterietäthetens konstans och konstansen av bindningsenergi *per partikel* är båda intimt förknippade med kärnkraftens korta räckvidd (av storleksordning r_0). Endast de närmsta nukleongrannarna påverkar varandra och kärnkraften tolererar grannar bara utanför ett visst avstånd. Kärnmaterian visar nämligen s. k. »mättnad», väsentligen därför att kärnkraften är repulsiv innanför en viss gräns (se fig. 2). Kärnbindningsenergin blir då proportionell mot antalet kärnpartiklar och mot antalet grannar varje kärnpartikel befinner sig nära nog för att växelverka med. Vidare än antalet grannar, bortsett från de speciella förhållandena vid ytan, konstant. Dessa föreställningar om kärnkrafterna stämmer alltså väl med att både bindningsenergin och kärnvolymen är proportionella mot A. I mindre utsträckning modifieras denna bild av yteffekter och elektrostatiska effekter (Coulombeffekter).

Om bindningsenergin vore enkelt proportionell mot A, skulle det inte finnas någon gräns för antalet stabila grundämnen i universum. Att vi enbart har cirka 100 element, har just att göra med dessa laddnings- och randeffekter. Talet 100 återspeglar i själva verket direkt förhållandet mellan styrkan av den attraktiva kärnkraften och den repulsiva elektromagnetiska kraften. Fastän kärnkraften är så mycket starkare inom nukleonavståndet r_0 än alla andra krafter i naturen, framträder den ändock ingen annanstans i naturen än i kärnan. I atomens och molekylernas värld är t. ex. den elektromagnetiska kraften helt dominant. Orsaken är kärnkraftens ytterst snabba avklingande med avståndet, där avklingningsfaktorn är direkt proportionell mot massan av

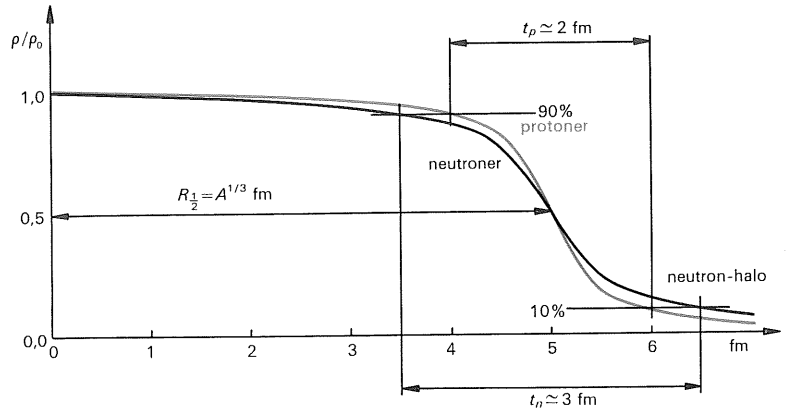


Fig. 1. Fördelningen av neutron- och protonmateria i atomkärnan. Observera den större diffusheten i neutronfördelningen.

den partikel, pimesonen, som förmedlar växelverkan mellan nukleonerna (vid de energiförhållanden som råder i atomkärnan). Den elektriska kraften förmedlas däremot av den masslösa fotonen, och dess räckvidd är, som en konsekvens härav, i viss mening oändlig.

I trots av att den är hela naturens fundamentala energikälla, döljer kärnkraften sålunda väl sina hemligheter, ja själva sin existens, för oss. I själva verket avslöjar inte kärnkraften sin fulla styrka ens i de förhållanden, som råder i atomkärnan, utan först i de extrema situationer, som högenergifysikerna studerar, när två nukleoner får rusa mot varandra med hastigheter, som ligger nära ljushastigheten. Det är emellertid, som H. C. Andersen säger, en annan historia.

Kärnkraften är en oerhört komplicerad kraft, som ännu inte är fullt utforskad. Det anmärkningsvärda är, att man grovt kan kartlägga många av kärnans egenskaper utan att utnyttja stort mer av vad vi vet om kärnkrafterna än vad vi sagt i det föregående, dvs. att de är starkt attraktiva på det internukleära avståndet r_o, därinnanför repulsiva och därutanför snabbt avklingande.

Redan i början av 1930-talet identifierade man i bindningsenergin följande fyra dominerande bidrag

$$B = C_V \times \text{volymen} - C_s \times \text{kärnytan} - C_{\text{Coul}} \times \frac{Z^2}{R} - C_{\text{Symm}} \frac{(N-Z)^2}{A}$$

där Z och N är antalet protoner och neutroner i kärnan, R kärnradien och C_V, C_s, C_{Coul} och C_{Symm} konstanter.

Den första och dominerande termen, volymenergin, har vi redan diskuterat. Nästa term, ytenergitermen, som är av motsatt tecken, representerar väsentligen energiförlusten svarande mot att nukleonerna vid kärnytan har ett mindre antal grannar än som svarar mot mättnad. Denna term gynnar uppenbarligen stora atomkärnor, där ytförlusterna är minst. Nästa term representerar den energiförlust, som svarar mot den elektriska repulsionen (Coulombrepulsionen) mellan de positivt laddade protonerna. Den är för lätta och medeltunga kärnor relativt liten (se ovan), därför att de elektriska krafterna är cirka 100

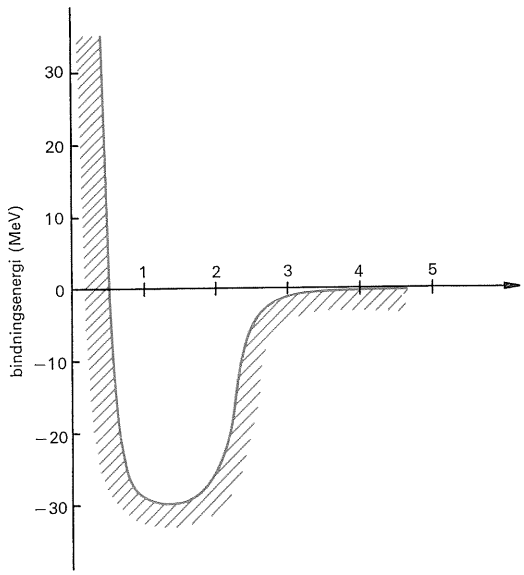


Fig. 2. Potentialen mellan två nukleoner som funktion av det inbördes avståndet. Observera den starka attraktionen (potentialen växande) mellan 1 och 3 fm (1 fm = 10^{-13} cm) och därinnanför stark repulsion.

gånger svagare än kärnkrafterna på internukleära avstånd. Den elektriska repulsionen växer med kvadraten på antalet laddade partiklar Z och blir för stora Z dominant. För att motverka Coulomb-termen, som vill göra kärnan instabil, byter naturen i viss utsträckning ut protoner mot neutroner. De tyngre atomkärnorna uppvisar sålunda neutronöverskott. Detta kan emellertid ske bara till en viss gräns, vilken i sin tur bestämmes av den s. k. symmetrienergin, som växer när proton- och neutrontalen blir olika.

Enligt denna enkla analys av bindningsenergin bestämmes stabiliteten, visar det sig, av förhållandet Z^2/A. För sådana kärnor, att detta tal är mindre än cirka 50, är en solid sfärisk klump stabil och för området närmast större än detta tal existerar ingen stabil form överhuvud. Gränsen för stabilitet i förhållande till små avvikelser från sfäricitet skulle därför ligga kring $Z \simeq 115$–120, $A \simeq 260$–280. Bl. a. på grund av den kvantmekaniska barriärpenetrationen blir i själva verket gränsen lägre än så. Tar man denna grova, semiempiriska formel på allvar också långt utanför dess härledningsområde, finner man emellertid, att för Z^2/A något över 100 inträffar en kvasistabilitet, denna gång svarande inte mot en solid sfärisk klump utan mot en bubbla. Sådana såpbubbletillstånd är realiserade i makrokosmos för vätskor, eller snarare en blandning av vätskor med olika ytenergi. Empiriskt föreligger emellertid inte någon antydan om förekomsten av dylika superkärnor i naturen. I själva verket saknas också helt en närmare teoretisk undersökning; en sådan kräver bl. a. ett samtidigt hänsynstagande till elektronatmosfären kring kärnbubblan.

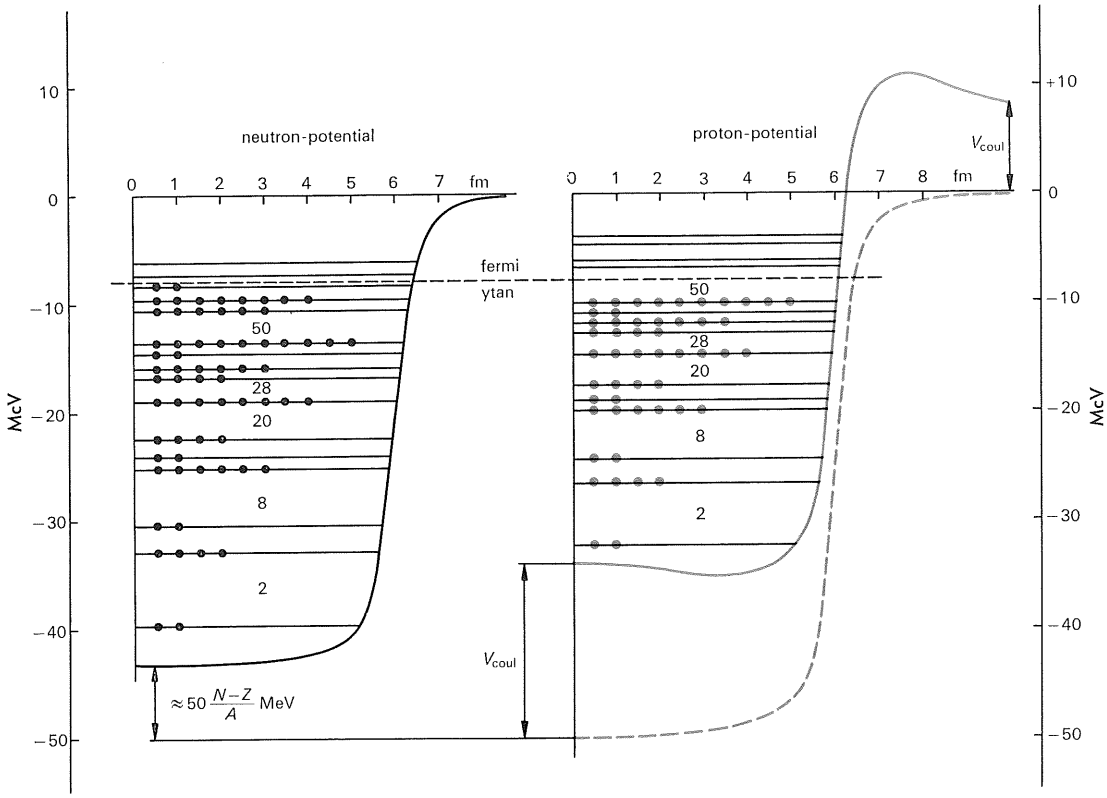
En annan möjlighet för superkärnor har flyktigt diskuterats av Swiatecki. Han låter i stället Coulombenergin kompenseras av gravitationen. Detta kräver givetvis mycket stora massor. Ett mycket djärvt och säkerligen felaktigt användande av den enkla massformeln med en gravitationsterm adderad skulle ge en stabil kärna med $N = 10^{30}$, $Z = 10^{12}$, dvs. nästan ren neutronmateria, radien 10^{-3} cm och vikten ca 1 ton. Att sådana superkärnor lyckligtvis inte förekommer i naturen, betyder troligen att neutronmateria inte är stabil i sig själv. Däremot har möjligheten framkastats, att neutronmaterien kan tänkas vara stabil under de speciella förhållanden, som råder i det inre av vissa stjärnor, där en negativ kärnkraftsbildning eventuellt kompenseras av en stor gravitationsenergi.

Realistiska förhoppningar om förekomsten av supertunga atomkärnor knytes nu emellertid inte till någon av dessa berörda, alltför fantasifulla, möjligheter utan till existensen av en skalstruktur i atomkärnan och sannolikheten av slutna skal vid $Z = 114$ och $N = 184$.

Vi har hittills diskuterat atomkärnans bindningsenergi med hjälp av ett slags kontinuum- eller vätskemodell, som bygger på förutsättningen att endast näraliggande nukleongrannar växelverkar och visar korrelation. En sådan modell tycks utesluta möjligheten av bestämda nukleonbanor och existensen av ett gemensamt *kärnkraftfält* representerande växelverkan av en nukleon med *alla* övriga kärnpartiklar i första tillnärmelse. Den fundamentala karakteristiska storheten för varje mångpartikelsystem är medelväglängden, dvs. den väglängd en partikel rör sig i medeltal mellan varje kollision. Spridningsexperimenten visar nu entydigt, att medelväglängden i kärnan inte är kort utan lång jämfört med nukleonavstånden och av samma storleksordning som eller större än kärnans dimensioner. Den långa medelvåglängden betyder att partiklarna i kärnan rör sig i relativt stabila banor och att ett gemensamt, endast långsamt fluktuerande (vibrerande eller roterande) kärnkraftfält hinner etableras.

Precis som i elektronmolnet kan vi i atomkärnan tala om banor och skal av partiklar. Fyllda

Fig. 3. Skalstrukturen med avseende på protoner och neutroner i en godtyckligt vald atomkärna $^{116}_{50}Sn$ med 50 protoner och 66 neutroner. Observera effekten av den elektriska repulsionen mellan de laddade protonerna (Coulombrepulsionen).



skal markerar speciellt stabila och symmetriska konfigurationer. I atomhöljet ger $Z=2$, 10, 18, 36, 54, 86 och eventuellt 118 slutna skal. Detta antal kärnladdningar och elektroner svarar mot de stabila ädelgaserna. I atomkärnan, å andra sidan, svarar protontalen $Z=2$, 8, 20, 28, 50, 82, troligen $Z=114$ och vidare neutrontalen $N=2$, 8, 20, 28, 50, 82, 126 och troligen $N=184$ mot slutna skal eller, som man tidigare sagt, »magiska tal». En kärna som har både N och Z »magiska», en s. k. »dubbelmagisk» kärna, för att använda kärnfysikens något vårdslösa terminologi, blir speciellt stabil jämfört med sina grannar. Stabiliteten gäller inte blott så, att bindningsenergin per partikel visar ett starkt lokalt maximum, utan också så, att den visar stor styvhet mot deformationer.

Fig. 3 illustrerar för ett godtyckligt exempel ($^{116}_{50}Sn$) dels den potential, som neutronerna erfar, dels den, som protonerna rör sig i. Protonpotentialen representerar alltså ett slags tidsmedelvärde av inflytandet från alla dess grannar, neutroner och protoner, p. g. a. kärnkrafterna. Av vissa anledningar är själva kärnpotentialen något djupare för protonerna än för neutronerna. I gengäld grundas protonpotentialen ut av den elektriska repulsionen, som framgår av fig. 3. Upp till Fermiytan, dvs. den sista besatta nukleonnivån, får det därför plats mer neutroner (66) än protoner (50). I figuren antydes också, varför den totala potentialen blir brantare för protoner än för neutroner vid Fermiytan. De yttersta neutronbanorna vid Fermiytan penetrerar därför längre ut än de yttersta protonbanorna,

och vi har här orsaken till det neutronöverskott vid kärnytan (neutronhalon), som fig. 1 demonstrerar.

I kärnor, som har både N och Z avlägsna från slutna skal, blir emellertid möjligheterna stora för kärnkrafterna att etablera speciella korrelationer mellan nukleonerna utanför de slutna skalen. Sådana korrelationer kan leda till momentana avvikelser från den sfäriska formen (vibrationer) eller stabila distortioner (deformerade kärnor). Bortåt 30 % av alla studerade kärnor har en form, som närmast liknar en prolatformad rotationsellipsoid med storaxeln ca 30 % längre än lillaxeln. Under 1967 har man också experimentellt kunnat konstatera existensen av andra stabila avvikelser från sfäricitet i kärnformen, t. ex. hexadecapolmoment (P_4) och hexakontatettarapolmoment (P_6), vilka båda kunnat teoretiskt beräknas. De teoretiska resultaten har visat sig överensstämma förbluffande väl med de experimentella, som härletts från en analys av en stor serie av data från inelastisk alfa-partikelspridning mot atomkärnor, den av Rutherford först använda slagrutan för studiet av atomkärnan.

Problemet om existensen av magiska tal och problemet hur tunga atomkärnor, som kan existera länge nog, för att studeras av fysiker och kemister, är slutligen förknippade på följande sätt. Flera teoretiska fysiker har förutsagt protontalet $Z=114$ och neutrontalet $N=184$ som markerande slutna skal. En närmare undersökning visar att element med dessa nukleontal bör vara stabila i förhållande till fissionsdeformationer, i motsats till vad den enkla semiempiriska massformeln utvisar. I själva verket skulle kärnan $^{298}114$ i förhållande till spontan fission få en partiell livstid av flera tiopotenser av år enligt teoretiska undersökningar. Därmed skulle dess reella livstid bestämmas av andra sönderfallsprocesser, vilka uppskattas ge livstider av storleksordningen år. Det skulle m. a. o. finnas tillräcklig tid för många olika undersökningar. Helt nyligen utförda teoretiska undersökningar visar att en nära släkting, $^{294}110$, möjligen har en så lång livstid i förhållande både till fission och den alternativa sönderfallsprocessen, alfasönderfall, att en observerbar bråkdel av atomerna kan ha överlevt sedan planetsystemets dramatiska tillblivelse.

Möjligheten att hitta en ö av stabilitet kring atomtalet $Z=114$ för atomkärnorna, långt bortom vad som nu representerar det okändas stormiga kust kring $Z=102$–104, är för alla moderna alkemister en tilltalande utmaning. Bekräftar resultatet av deras ansträngningar de teoretiska förutsägelserna, vet vi litet mer om hur en atomkärna »ser ut», än vi kanske trodde.

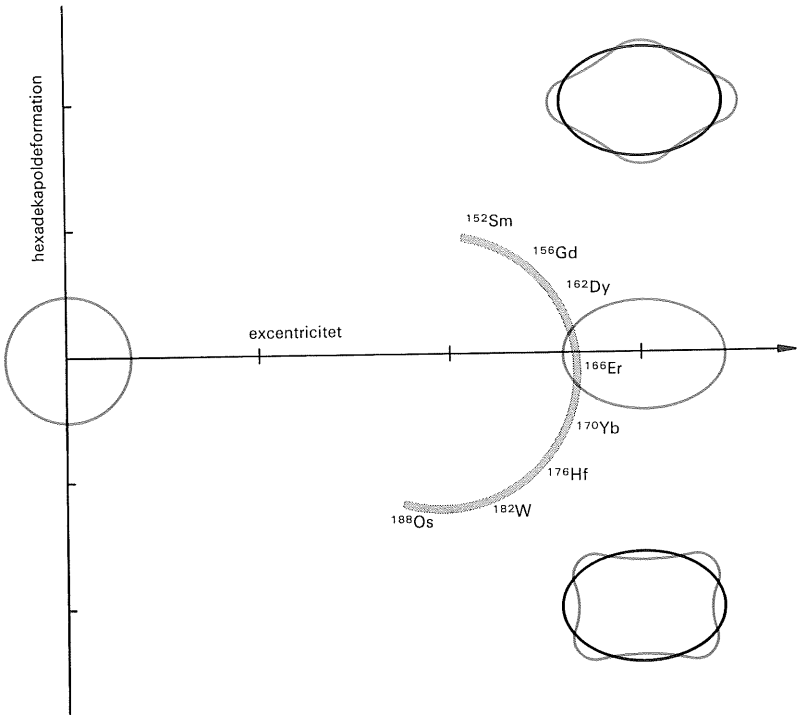


Fig. 4. Kärnformen hos ett antal atomkärnor i slutet av sällsynta-jordartsområdet ($Z=60$–76). Observera att tendensen till pucklar efterhand avlöses av en motsatt tendens till avsnörning vid ekvatorn och tillplattning vid polerna för de tyngre kärnorna Hf, W nch Os.

Fysik -& astronomibiblioteket
Lunds universitet