



LUND UNIVERSITY

Varför blir fissionsfragmenten inte lika stora?

Nilsson, Sven Gösta

1970

[Link to publication](#)

Citation for published version (APA):

Nilsson, S. G. (1970). Varför blir fissionsfragmenten inte lika stora?

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

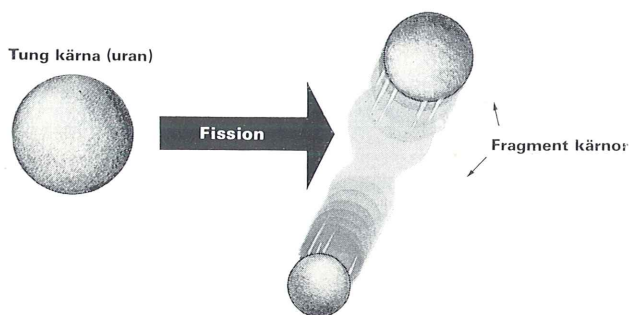
Read more about Creative commons licenses: <https://creativecommons.org/licenses/>

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



Högaktuella kvantmekaniska beräkningar utförda vid Institutionen för matematisk fysik vid Lunds tekniska högskola, ger möjlighet att förklara varför fissionsfragmenten inte är lika stora. Effekten är experimentellt välkänd men hittills teoretiskt oförklarad.

AV SVEN GÖSTA NILSSON

Varför blir fissionsfragmenten inte lika stora?

För 32 år sedan upptäcktes fissionen (kärnklyvningen). Ordet »fission» är en term som Otto Hahn och Lise Meitner lånade från biologin och den associerar till den i naturen frekventa celldelningsprocessen. I sina huvuddrag kunde processen beskrivas efter linjer, som drogs upp av Niels Bohr och John A Wheeler på grundval av en sk »vätskedroppsmodell» i en artikel som publicerades i Physical Review 1939. Det fundamentala empiriska faktum, att vid kärnklyvningen den fissionerande urankärnan sönderfaller i två *olika* och inte två *lika* delar, vilket tidigt uppmärksammades, kan emellertid inte förklaras på grundval av vätskedroppsmodellen.

Att genom avsnörning bilda mindre, och mera »ekonomiska», enheter är en möjlighet, som i princip står öppen för i stort sett alla atomkärnor tyngre än $^{90}_{40}\text{Zr}$, en kärna med masstalet 90 innehållande 40 protoner och 50 neutroner. Lättare och tyngre kärnor är sämre bundna än medeltunga. Den största bindningsenergin per nukleon uppnås för atomkärnorna kring nickel och järn med masstal lite under 60. I princip lönar det sig för atomkärnor, som är tillräckligt mycket *lättare* än

$^{56}_{28}\text{Ni}$, att genom fusion (eller genom att uppsluka andra lätta atomkärnor) bilda tyngre enheter. Och för sådana tillräckligt mycket *tyngre* lönar det sig att genom *fission* sönderfalla i två fragmentkärnor.

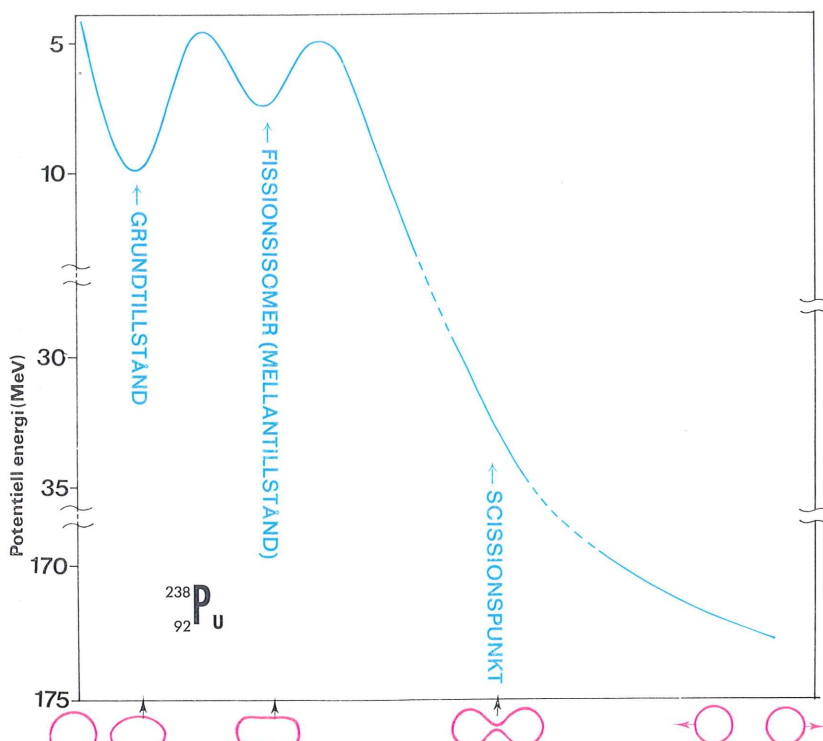
Den principiella gränsen för exotermisk fission går, som antytts, just vid $^{90}_{40}\text{Zr}$. Men s k spontan fission, dvs delning utan yttre stimulans, har observerats endast för de allra tyngsta kärnorna fr o m $^{230}_{90}\text{Th}$, som har en halveringstid gentemot fission av mer än 10^{17} år. För lättare kärnor blir fissionssannolikheten ännu mindre. Anledningen till de långa halveringstiderna är att mellantillstånden, svarande mot en uttöjd och insnörd kärna i stil med de skisserade kärnformerna i fig 1, är energetiskt ogynnsamma. Ökningen i den potentiella energin vid passage av de mellanliggande kärnformerna representerar just vad man betecknar som fissionsbarriären. Att kärnan över huvud kan bryta mot energiprincipen och genomtränga barriären är givetvis en kvantmekanisk och för klassisk fysik främmande process.

Som antytts inledningsvis, uppvisar $^{236}_{92}\text{U}$, antalet protoner = 92, en

spontan fission med en *asymmetrisk massfördelning*. Hur den ser ut framgår mer i detalj av fig 2. En helt avvikande, *symmetrisk*, massfördelning visar $^{210}_{84}\text{Po}$ (som fissionerar först efter ett yttre energitillskott) där det mest frekventa sönderfallet, fig 3, just svarar mot två lika stora fragment.

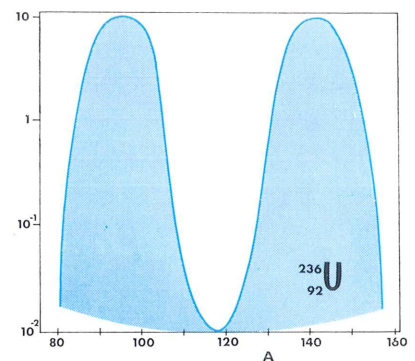
Vid avdelningen för matematisk fysik vid Tekniska Högskolan i Lund har en systematisk undersökning gjorts av den totala potentiella energin hos atomkärnorna som funktion av kärnformen. (Med potentiell energi menas här all energi, som inte är specifikt förknippad med kärnans kollektiva rörelse på väg mot fission).

Beräkningarna har utgått från en enpartikelpotential, som tillfredsställande beskriver ordningen mellan de observerade enpartikeltillstånden för de fissionerande kärnorna. För varje potentialform, som man sedan önskar studera, beräknar man enpartikelbanorna och motsvarande enpartikelenergies. Därifrån kan man komma fram till en total potentiell energi som funktion av de valda deformationsparametrarna. Speciellt viktig för dessa beräkningar har varit en av den sovjetiske forskaren

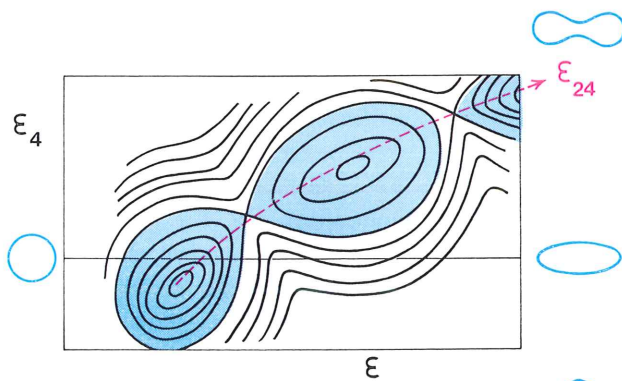
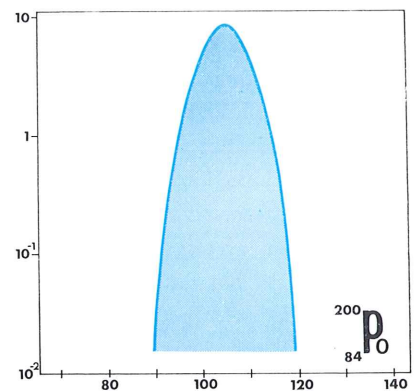


1. Semiempirisk endimensionell bild av en fissionerande atomkärnas (^{238}Pu) energi som funktion av kärnformen. Denna senare variabel är i denna schematiska figur i detalj ospecificerad men definieras grovt av formerna under x-axeln.

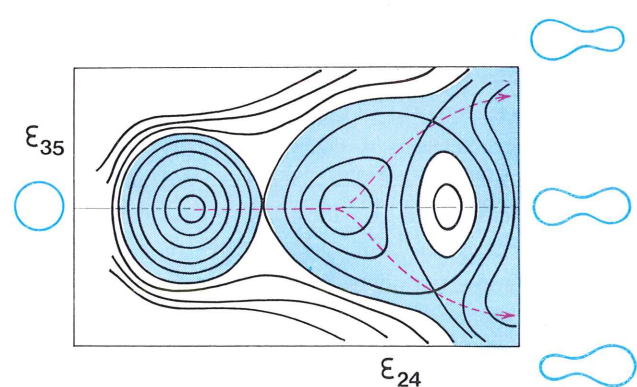
3. Massfördelning av fragmenten resulterande från fission av $^{210}_{84}\text{Po}$. I detta fall är, som synes, massfördelningen symmetrisk kring masstalet $A \approx 104$.



2. Den relativa frekvensen av olika fragmentmassor från fission av $^{236}_{92}\text{U}$. Massfördelningen är kraftigt asymmetrisk.



4. Schematiskt nivådiagram av den potentiella energin för atomkärnan $^{236}_{92}\text{U}$ som funktion av en elongationsparameter ϵ och en insnörningsparameter ϵ_4 . Motsvarande kärnformer illustreras längs ränderna av diagrammet. Observera att här endast symmetriska deformationer betraktas. Avståndet i energi mellan nivålinjerna är 1 MeV. »Fissionsvägen» (streckad röd linje) definierar en ny koordinat ϵ_{24} .



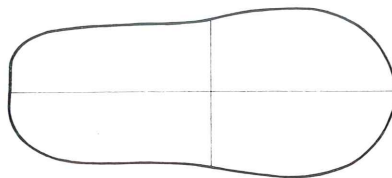
5. Schematiskt nivådiagram för den potentiella energin för $^{236}_{92}\text{U}$ som funktion av den symmetriska deformationskoordinaten ϵ_{24} och en koordinat ϵ_{35} vilken senare anger den asymmetriska deformationen. Motsvarande kärnformer antyds. Lägg märke till att den andra sadelpunkten svarar mot en anseelig asymmetrisk deformation

V G Strutinsky införd metod att i genomsnitt över många atomkärnor normalisera totalenergens deformationsberoende till att reproducera vätskedroppsmodellen.

Ett av problemen är därvid att på ett lämpligt sätt parametrisera kärnformerna. Den potentiella energin är först studerad, se fig 4, under betraktande av endast två parametrar: elongation (ϵ) och insnöring (ϵ_4). Det kvantmekaniska systemet väljer nu en väg genom denna tvådimensionella barriär, som innebär att produkten av barriärhöjden och vägen blir så liten som möjligt.

Av fig 4 framgår då att »fissionsvägen», den röda pilen, ϵ_{24} , i fig 4, passerar en *dubbel* barriär med ett mellanliggande lokalt minimum.

Frågan är nu: har vi betraktat tillräckligt allmänna kärnformer? Den studerade parametriseringen tillåter uppenbarligen endast symmetriska kärnformer. Vi har därför infört ytterligare två deformationsparametrar, vilka tillåter asymmetriska former av en typ som antyds i fig 5. Medan de symmetriska koordinaterna genererar kärnformer med deformationsmultipolerna P_2 (kvadropol) och P_4 (hexadekapol), ger de asymmetriska parametrarna upphov till P_3 och P_5 multipoler. I flera punkter längs »fissionsvägen» i fig 4 har citering Peter Möller, som är ansvarig för denna del av undersökningen, studerat stabiliteten gentemot de asymmetriska frihetsgraderna, där en viss lineär kombination, betecknad ϵ_{35} , visat sig särskilt gynnsam. Med hjälp av ϵ_{24} och ϵ_{35} kan man nu göra ett nytt topografiskt energidiagram för ^{236}U , som återges i skissform i fig 5. Den form som kärnan får när den passerar den yttersta



6. Den kärnform, som atomkärnan ^{236}U enligt beräkningarna antar, då den passerar den sekundära fissionsbarriären.

barriären visas i fig 6. Av fig 5 framgår, att den andra barriären ^{236}U reducerats med cirka 30 % genom att asymmetriska formförändringar inbegripits. Detta är ett ytterst anmärkningsvärt resultat, giltigt för ett antal kärnor mellan U och Fm. Det är helt avhängigt av den för detta speciella kärnområde karakteristiska skalstrukturen och de uppträdande valensbanorna. Någon motsvarande asymmetrisk effekt ger alltså inte vätskedroppsmodellen, som hittills utgjort grundval för den teoretiska beskrivningen av fissionsbarriären. Det är för undersökningens bevisvärde avgörande, att när motsvarande beräkningar utfördes i blyområdet, t ex för $^{210}_{84}\text{Po}$, blir resultatet helt annorlunda. Vi får över hela motsvarande deformationsområde fullständig stabilitet mot asymmetriska deformationer. Dessa motsatta resultat för Po och U synes vara i överensstämmelse med att fragmentens massfördelning, som visas i fig 2 och 3, är symmetrisk i det första fallet och asymmetrisk i det senare.

Också i följande avseende synes modellberäkningarna ge resultat i överensstämmelse med viktiga empiriska fakta. Sålunda erhålles för de tyngre aktiniderna med växande masstal en allt mindre asymmetrisk fissionssadelpunkt, vilket tycks vara

väl förenligt med observationen, att förhållandet mellan den tunga fragmentmassan och den lätta avtar från cirka 1,45 till 1,25 över aktinidområdet.

Allt tyder sålunda på att den avgörande effekten för massfördelningen är av statisk natur och har att göra med topografin — och närmare bestämt »bergspassets» läge — i potentialytan. För en mer detaljerad kvantitativ förståelse krävs givetvis en dynamisk beräkning innefattande det komplicerade kvantmekaniska problemet med barriärgeometring i flera dimensioner.

Förutom att den gett en ny insikt i den mekanism, som tycks vara avgörande för den relativa massfördelningen av fissionsfragmenten, kan vi avslutningsvis nämna, att denna typ av modellberäkningar också kunnat förklara existensen av de empiriskt funna halvstabila mellantillstånd (isomerer) i fissionen och framgångsrikt förutsäga existensen av andra. Som redan antytts i artikeln, är dessa förknippade med ett sekundärt energiminimum beläget mellan de båda barriärtopparna.

Denna nya detaljerade förståelse av fissionsbarriären är alltså en frukt av kärnstrukturberäkningar baserade på kännedom om de individuella nukleonbanorna. Ett första, viktigt steg att sammanväva skalstrukturteori med vätskedroppsmodellen togs i undersökningar, som professor Sven Johansson i Lund gjorde i början på 1960-talet, men först genom V G Strutinskys sk »skalkorrektionsmetod» år 1966 kunde denna önskade syntes genomföras på ett entydigt och systematiskt sätt. Vi har lyckats gå vidare längs denna väg.