



## Tokamakken. En rapport om fusionsforskning til brug i fysikundervisningen i gymnasiet og HF

Lynov, Jens-Peter; Michelsen, Poul

*Publication date:*  
1989

*Document Version*  
Publisher's PDF, also known as Version of record

[Link back to DTU Orbit](#)

*Citation (APA):*  
Lynov, J.-P., & Michelsen, P. (1989). *Tokamakken. En rapport om fusionsforskning til brug i fysikundervisningen i gymnasiet og HF*. Risø National Laboratory. Risø-M No. 2830

---

### General rights

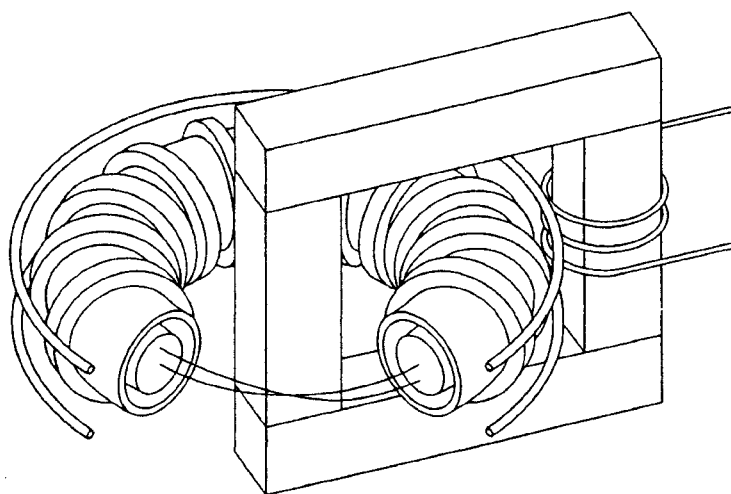
Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- 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

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.

# Tokamakken

Jens-Peter Lynov og Poul Michelsen



Forskningscenter Risø, 4000 Roskilde, Danmark  
Oktober 1989



## **TOKAMAKKEN**

En rapport om fusionsforskning til brug i fysikundervisningen i gymnasiet og HF

Jens-Peter Lynov og Poul Michelsen

Resumé. De store mængder energi, som frigives i solens indre, dannes ved fusion af brintkerner, som derved bliver til helium. En tilsvarende fusionsproces kan frembringes i en reaktor mellem de tunge brintisotoper deuterium og tritium. Hvis denne proces skal kunne give overskud af energi, skal brintgassen opvarmes til ca. 100 millioner grader og samtidig holdes sammen ved en tilstrækkelig høj tæthed i tilstrækkelig lang tid. Disse betingelser forsøger man nu flere steder i verden at opfylde ved eksperimenter i såkaldte tokamakker. En tokamak er et ringformet kammer med et stærkt magnetfelt. I denne rapport beskrives fusionsprocessen, fundamentale plasmafysiske problemer forklares og ideen i tokamakreaktoren gennemgås.

Oktober 1989

Forskningscenter Risø, DK-4000 Roskilde

Dansk fysisk Selskab markerede i november 1985 hundredeårsdagen for Niels Bohrs fødsel bl.a. ved i samarbejde med Fysiklærerforeningen at afholde et årsmøde, hvori formidlingen af fysik indgik med særlig vægt. I den forbindelse blev der udskrevet en bunden opgave: Fortæl noget moderne fysik til en 3.g mat-fys klasse, så de kan forstå det i deres eget sprog.

Denne artikel blev valgt som det bedste bidrag.

ISBN 87-550-1577-8

ISSN 0418-6435

INDHOLDSFORTEGNELSE

	Side
FUSIONSENERGI .....	1
PLASMA .....	4
LADEDE PARTIKLER I ET MAGNETFELT .....	5
PLASMA I ET MAGNETFELT .....	8
LIGEVÆGT OG STABILITET .....	12
ANDRE PROBLEMER .....	14



## FUSIONSENERGI

De store mængder energi, som dannes i solens indre, frembringes ved en proces, der kaldes fusion (eller mere korrekt atomkernefusion). Ordet fusion betyder sammensmeltning, og når man i atomfysiken taler om en fusionsproces, menes der en proces, hvor atomkerner af lette grundstoffer smelter sammen og bliver til tungere atomkerner. I solen er det brintkerner, der igennem flere på hinanden følgende fusionsprocesser ender med at blive til helium. Disse processer foregår i solens indre ved temperaturer på omkring 20 millioner grader under frigivelse af store energimængder.

Grunden til, at fusionsprocesserne i solen foregår ved så høje temperaturer, er, at atomkernerne normalt frastøder hinanden, da de er positivt elektrisk ladede. Atomkernerne kan kun bringes til at smelte sammen, hvis de bringes så tæt på hinanden, at de kortsækkende kernekrafters tiltrækning overstiger den elektriske frastødning. Dette kan lade sig gøre, hvis de to kerner støder sammen med tilstrækkelig stor hastighed, en hastighed som atomkernerne kan have, hvis temperaturen er tilstrækkelig høj.

Mange fysikere har igennem lang tid arbejdet med at undersøge, om fusionsenergien kan udnyttes i praksis her på jorden. Lige præcis de fusionsprocesser, der foregår på solen, vil i en reaktor på jorden foregå alt for langsomt til at være praktisk anvendelige, selv om man ville være i stand til at opnå de nødvendige høje temperaturer. Hvis ikke disse processer foregik langsomt, ville solen være udbrændt for længe siden, hvilket heldigvis ikke er tilfældet.

De store kernehastigheder, som er nødvendige for fusion, kan også frembringes i en accelerator. Lette atomkerner accelere-



res op til høje hastigheder, skydes ind i andre lette atomkerner, og frembringer et antal fusionsprocesser. Ved at tælle hvor mange fusionsprocesser, der frembringes af et bestemt antal atomkerner, kan man beregne fusionsprocessens "tværsnit", dvs. sandsynligheden for at den forekommer ved en bestemt hastighed. Fra sådanne undersøgelser har man fundet frem til hvilke fusionsprocesser, der lettest kan laves i laboratoriet, dvs. de processer, der kan foregå ved de laveste temperaturer. Den fusionsproces, der har det allerlaveste temperaturkrav, er vist på figur 1.

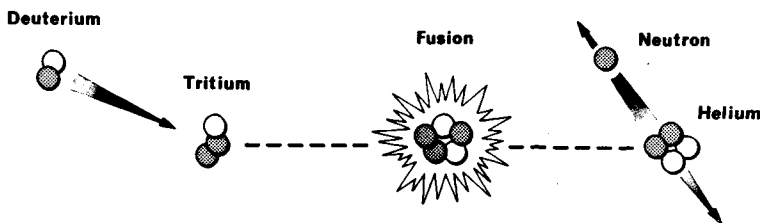
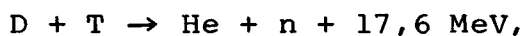


Fig. 1. Fusion af deuterium og tritium.

Deuterium og tritium er to isotoper af brint, der indeholder henholdsvis én og to neutroner i kernen. Disse to isotoper kan fusionere til en heliumkerne, hvorved der bliver en neutron og en masse energi i overskud. Denne energi vil være tilstede som kinetisk energi i neutronen og i heliumkernen, som begge vil bevæge sig med stor hastighed efter fusionsprocessen. Processen kan skrives som:



hvor MeV betyder millioner elektronvolt, dvs. den kinetiske energitilvækst en elektron får, hvis den passerer en elektrisk spændingsforskel på en million volt ( $1 \text{ MeV} = 1.6 \cdot 10^{-13} \text{ Joule}$ ).

Nu kunne man tro, at det var muligt at udnytte fusionsenergien ved f.eks. at accelerere deuteriumkerner i en accelerator og skyde dem ind i en samling tritiumkerner. Imidlertid vil mindre end én af hver tusind af de accelererede deuteri-

umkerner lave fusion med tritiumkernerne, mens acceleratoren skal bruge energi til at accelerere hver eneste af deuteriumkernerne op til den høje hastighed. Alt i alt kan det vises, at man skal bruge mere energi til accelerationsprocessen, end man kan få ud af de få fusionsprocesser, der vil forekomme.

For at udnytte fusionsenergien er man derfor i stedet for nødt til at sammenholde en blanding af deuterium og tritium og opvarme den til så høj en temperatur, at de termiske hastigheder (dvs. de hastigheder atomerne får på grund af deres temperatur) er tilstrækkelige til at frembringe et væsentligt antal fusionsprocesser. Ud fra de tidligere omtalte målinger af fusionsprocessernes tværsnit kan man beregne, at den nødvendige temperatur for deuterium-tritium-processen ligger på omkring 100 millioner grader.

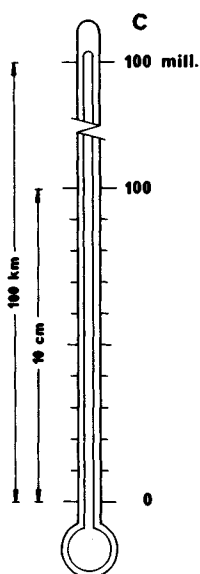


Fig. 2. Det afbildede "termometer" kan bruges til at give en ide om, hvor meget 100 millioner grader er.

Hvordan man kan holde et stof sammen ved sådanne temperaturer, skal vi komme tilbage til i et senere afsnit. Først skal vi se på, hvad vi ud over den høje temperatur må kræve af en fusionsreaktor, for at den skal kunne benyttes til energiproduktion.

Til opvarmningen af deuterium-tritium-blandingen til de 100 millioner grader kræves energi. Den nødvendige energi er proportional med tætheden af blandingen, dvs. antallet af atomkerner pr.  $m^3$ . Antallet af fusionsprocesser vil både være

proportionalt med kvadratet på tætheden og med den tid, som vi kan sammenholde blandingen. Forholdet mellem den energi, vi får fra fusionsprocesserne, og den energi, vi skal bruge til opvarmningen, vil derfor være proportionalt med tætheden,  $n$ , og med indeslutningstiden,  $t$ . En nøjere beregning viser, at betingelsen for at få mere energi ud, end vi kommer ind, er

$$n \cdot t > 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}.$$

Denne betingelse, som en fusionsreaktor må opfylde samtidig med den høje temperatur, kaldes "Lawson-kriteriet". Lawson-kriteriet kræver for eksempel, at hvis man kan opnå en indeslutningstid på 1 sekund, så skal den varme deuterium-tritium-blanding have en tæthed på mindst  $2 \cdot 10^{20}$  atomkerner pr.  $\text{m}^3$ .

## PLASMA

Alle stoffer kan befinde sig i forskellige tilstandsformer afhængig af den temperatur de har. Ved lav temperatur er stofferne i fast tilstand. Øger man temperaturen, bliver de flydende og derefter luftformige. Ved meget høje temperaturer går stofferne over i den såkaldte plasmatilstand. Ved disse høje temperaturer bevæger de enkelte atomer sig så hurtigt, at kollisioner mellem dem medfører, at én eller flere af elektronerne bliver slået ud af deres lukkede baner omkring atomkernerne. Et plasma består derfor af positivt ladede atomkerner (ioner) og negativt ladede elektroner, der frit bevæger sig rundt mellem hinanden. Da de enkelte partikler i plasmaet er elektrisk ladede, kan det påvirkes udefra af elektriske og magnetiske felter, hvilket kan give anledning til, at der dannes elektriske strømme i plasmaet. Under visse omstændigheder kan dele af plasmaet også selv danne elektriske og magnetiske felter, der igen kan påvirke andre dele af plasmaet.

For at forstå nogle af disse komplicerede fænomener lidt bedre skal vi begynde med at se på, hvordan en enkelt ladet partikel bevæger sig i forskellige felter.

### LADEDE PARTIKLER I ET MAGNETFELT

Som bekendt bevæger en ladet partikel i et homogent magnetfelt sig i en cirkel vinkelret på magnetfeltlinierne. Radius i denne cirkel kaldes partiklens gyroradius og er givet ved

$$r_g = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1)$$

hvor  $m$  er partiklens masse,  $v_{\perp}$  er dens hastighed vinkelret på magnetfeltretningen,  $q$  er dens elektriske ladning, og  $B$  er magnetfeltstyrken. Langs magnetfeltlinierne kan partiklen bevæge sig frit, mens den altså ikke kan bevæge sig vinkelret på magnetfeltet bortset fra i den lille cirkelbevægelse.

Lad os nu se på et tilfælde, hvor vi foruden magnetfeltet også har et elektrisk felt, der står vinkelret på det magnetiske felt, som vist på figur 3a. Hvis den ladede partikel er en ion, vil den blive accelereret, når den bevæger sig i samme retning som det elektriske felt og bremses, når den bevæger sig i modsat retning. I det eksempel, der er vist på figuren, finder vi derfor, at ionen har størst hastighed i den øverste del af sin bane og mindst hastighed i den nederste del. Fra ligning (1) ved vi, at radius i banen vokser med den vinkelrette hastighed, og ionen vil derfor bevæge sig i en bane, der har stor krumningsradius foroven, hvor hastigheden er stor, og lille krumningsradius forneden, hvor hastigheden er lille. Ionen vil stadigvæk kunne bevæge sig med konstant hastighed langs magnetfeltlinierne, men vinkelret på magnetfeltet beskriver dens bane en såkaldt cykloidekurve. En sådan kurve er skitseret på figuren, og den fremkommer ved en cirkelbevægelse, der overlejret har en konstant hastighed

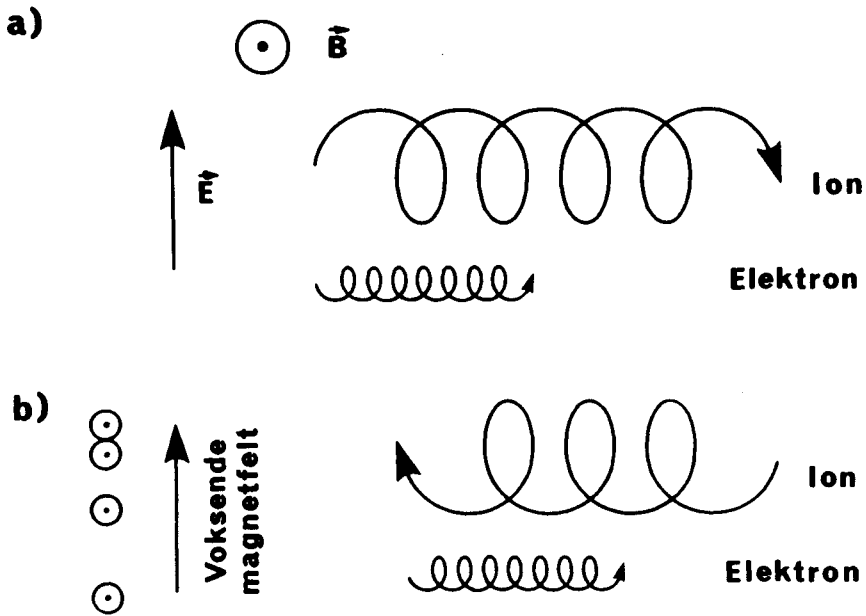


Fig. 3. Ladede partiklers bevægelse i forskellige felter. a) viser et elektrisk felt vinkelret på et magnetfelt, og b) viser et inhomogent magnetfelt.

vinkelret på såvel E-feltet som B-feltet. Formlen for den konstante hastighed kan skrives på vektorform som:

$$\bar{v} = \frac{\bar{E} \times \bar{B}}{|\bar{B}|^2} \quad , \quad (2)$$

hvoraf vi ser at farten (hastighedens størrelse) er  $E/B$ . Denne konstante bevægelse kaldes driftsbevægelsen eller  $\bar{E} \times \bar{B}$  bevægelsen. For elektroner fremkommer en tilsvarende driftbevægelse af præcis samme størrelse og retning. Selve cirkelbevægelsen er dog meget mindre på grund af elektronens lille masse, som det ses af ligning (1).

Det er ikke kun elektriske kræfter, der kan give anledning til en driftsbevægelse vinkelret på et magnetfelt. Faktisk vil enhver kraft, der kan påvirke en elektrisk ladet parti-

kel, og som står vinkelret på magnetfeltlinierne, give anledning til en driftsbevægelse. Det generelle udtryk for driftsbevægelsen er:

$$\bar{v} = \frac{\bar{K} \times \bar{B}}{q|\bar{B}|^2}, \quad (3)$$

hvor  $\bar{K}$  er kraften vinkelret på  $\bar{B}$ , og  $q$  er partiklens elektriske ladning. Af dette udtryk ser vi, at hastigheden normalt skifter retning, hvis ladningen skifter fortegn, dvs. at ioner og elektroner vil bevæge sig hver sin vej. At dette ikke gælder, når der er tale om en elektrisk kraft, skyldes at udtrykket for kraften i dette tilfælde er:

$$\bar{K} = q \bar{E}.$$

Hvis dette udtryk indsættes i (3), får vi udtrykket (2), der er uafhængig af partiklens ladning.

Indtil nu har vi kun set på partikelbevægelser i homogene magnetfelter, dvs. i magnetfelter, hvis styrke og retning er den samme overalt. En variation i magnetfeltstyrken vil imidlertid også give anledning til en driftsbevægelse. I figur 3b er vist et tilfælde, hvor magnetfeltretningen er vinkelret på papirets plan og udadrettet, mens magnetfeltstyrken er voksende opadtil. Partikelbanen vil få den mindste gyroradius, der hvor feltet er stærkest, og den største gyroradius, hvor feltet er svagest. Partiklerne vil derfor igen bevæge sig i cykloidebaner vinkelret på  $\bar{B}$  ligesom i de tilfælde, hvor de bliver påvirket af en ydre kraft. Retningen af driftshastigheden bliver altså såvel vinkelret på magnetfeltets retning som på den retning, hvori magnetfeltet varierer. Når man husker, at ioner og elektroner har modsatte omløbsretninger i deres cirkelbevægelser i et homogent magnetfelt, ses det nemt, at ioner og elektroner vil få modsatrettede driftshastigheder, som vist på figuren.

## PLASMA I ET MAGNETFELT

Vi skal nu se på, hvorledes et plasma kan indesluttet i en fusionsreaktor. Først må vi have et vakuumkammer, i hvilket ionerne og elektronerne kan bevæge sig uden hele tiden at støde ind i luftmolekyler. Dernæst må vi forsøge at isolere plasmaet fra beholdervæggen ved hjælp af et magnetfelt.

Lad os først betragte en cylindrisk beholder, om hvilken vi har viklet en magnetspole, som vist på figur 4. Ved at sende en elektrisk strøm gennem spolen kan vi frembringe et magnet-

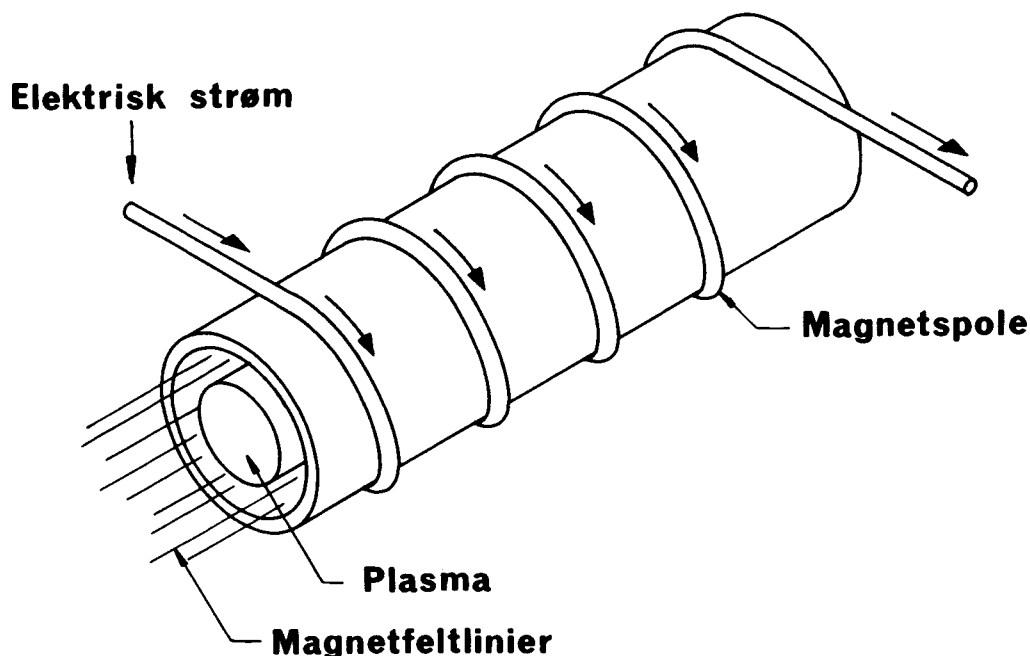


Fig. 4. Plasma i et magnetfelt.

felt parallelt med cylinderaksen. Da de ladede partikler er bundet i deres cirkelbevægelser vinkelret på magnetfeltlinierne, har vi hermed fået isoleret den krumme beholdervæg fra det meste af plasmaet, bortset fra et lille område nær væggen, hvorfra plasmaet vil forsvinde. Til gengæld kan de ladede partikler frit bevæge sig langs magnetfeltet, så vi får ingen isolering af beholderens endevægge fra plasmaet.

En simpel løsning på dette problem er at bukke begge ender sammen på cylinderen. Herved får vakuumkammeret form som en bilslange, en såkaldt torus. Nu kan plasmaet ikke ramme beholderens endevægge, for der er ingen ! Til gengæld skal vi se, at plasmaet nu kan bevæge sig på tværs af magnetfeltet og ud mod den yderste krumme væg.

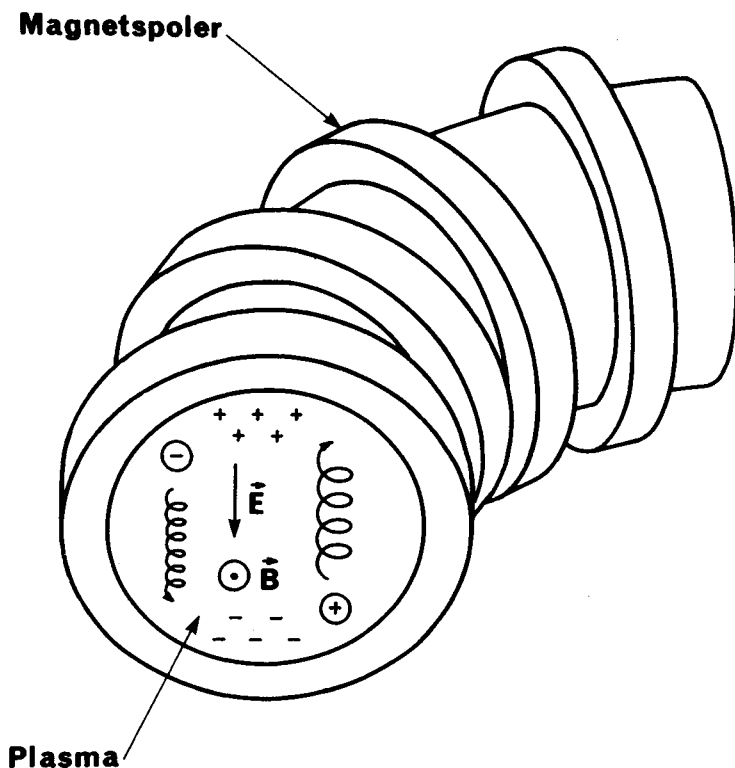


Fig. 5. Ladede partiklers bevægelse i en torusformet beholder med magnetfelt.

Figur 5 viser et udsnit af den torusformede beholder. På figuren er skitseret nogle separate magnetspoler, som hver især kan tænkes at indeholde flere viklinger. Det er normalt at udforme magnetsystemet på denne måde, fremfor at vikle en enkelt elektrisk leder omkring beholderen, som antydtes på figur 4.

Hvis vi nu undersøger det magnetfelt, der bliver dannet i torusen, vil vi finde at magnetfeltet til højre i det åbne tværsnit, som er vist på figur 5, er stærkere end feltet til



venstre. Dette skyldes, at magnetfeltet er stærkest, hvor magnetpolerne ligger tættest. Fra diskussionen i sidste afsnit ved vi, at en variation i magnetfeltstyrken vil give anledning til driftsbevægelser. På figur 5 er det skitseret, hvordan ionerne vil bevæge sig opad og elektronerne nedad på grund af variationen i det magnetiske felt. Dette vil naturligvis give anledning til, at der bliver overskud af positiv elektrisk ladning foroven i plasmaet og af negativ elektrisk ladning forneden. Disse elektrisk ladninger vil give anledning til et nedadrettet elektrisk felt.

Som vi husker fra sidste afsnit, vil et elektrisk felt vinkelret på et magnetfelt give anledning til en driftshastighed, der går i samme retning for ioner og elektroner. Retningen af denne driftshastighed vil være hen imod det svagere magnetfelt, dvs. mod ydervæggen af torusen. I en simpel torus som denne vil plasmaet derfor hurtigt forsvinde ud til torusvæggen.

For at forhindre plasmabevægelsen mod ydervæggen må vi stoppe nogle af driftsbevægelserne. Den driftsbevægelse, der skyldes variationen i magnetfeltet, kan vi ikke gøre noget ved, da denne variation skyldes, at vi har bøjet beholderen til en torus. Derimod kan vi undgå, at det elektriske felt opstår, som vi nu skal se.

Driftsbevægelserne er ret langsomme, sammenlignet med de hastigheder partiklerne har langs magnetfeltlinierne. En partikel kan derfor nå at bevæge sig mange gange rundt i torusen, før den på grund af driftsbevægelsen har bevæget sig enten helt op foroven eller helt ned forneden. Hvis vi derfor kunne sno magnetfeltlinierne i torusen, ville en partikel som, bortset fra de langsomme driftsbevægelser, er bundet til at følge feltlinierne, skiftevis blive ført op over og ned under torusmidten.

For bedre at forstå, hvad der sker, når vi også tager hensyn til driftsbevægelserne, viser figur 6 en torus, der er skåret op på et stykke. På dette stykke er vist to magnetfeltlinier.

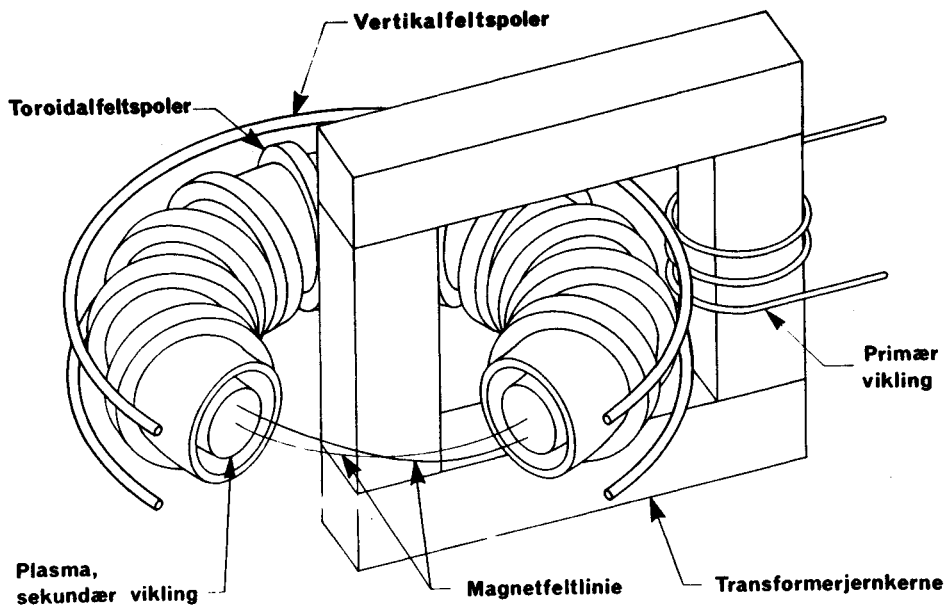


Fig. 6. Principskitse af en tokamak.

Den ene ligger midt i torusen og føler ikke snoningen, men er blot en del af en cirkel. Den anden derimod ligger lidt væk fra centrum og er snoet omkring centerlinien. En ion, der følger den snoede feltlinie, vil på grund af variationen i styrken af magnetfeltet få en driftshastighed, der går opad. Når ionen sammen med feltlinien ligger over torusmidten vil driftsbevægelsen føre ionen stadigt længere væk fra centerlinien, og når ionen sammen med feltlinien ligger under torusmidten vil driftsbevægelsen føre ionen stadigt tættere på centerlinien. I gennemsnit kommer ionen ikke længere væk fra centrum, og det samme gælder for en elektron. Herved undgås at der opstår elektriske ladninger foroven og forneden i torusen. Vi har derfor forhindret, at det tidligere omtalte elektriske felt opstår, og vi undgår således driftsbevægelsen af hele plasmaet ud til ydervæggen.

Hvordan kan vi nu lave et snoet magnetfelt? Det kan gøres ved at sende strøm igennem plasmaet. Denne strøm vil danne sit eget magnetfelt, der omkredser plasmaet og står vinkelret på

det felt, der dannes af spolerne. Tilsammen giver de to felter det snoede felt, som vi ønskede, og som er skitseret på figur 6. Feltet, der dannes af spolerne, kaldes det toroidale felt, mens det felt, der dannes af plasmastrømmen, kaldes det poloidale felt.

Strømmen i plasmaet kan dannes ved hjælp af en transformator, som også er vist på figur 6. En transformator består af en jernkerne med en primærvikling og en sekundær vikling. En strømændring i den primære vikling vil give anledning til en strøm i den sekundære vikling. I tokamakken, som apparatet på figur 6 kaldes, danner selve plasmaet en sekundær vikling, så ved at sende strøm gennem den primære vikling kan der frembringes en strøm i plasmaet. Denne plasmastrøm kan ikke opretholdes vilkårligt længe, da en transformer jo kun virker for vekselstrøm. I store tokamakker kan plasmastrømmen dog opretholdes i mange sekunder.

Strømmen i plasmaet giver imidlertid et nyt problem, idet modsat rettede strømme som bekendt frastøder hinanden. Dette betyder, at en strømring vil forsøge at udvide sig, så plasmaet vil igen prøve at bevæge sig ud mod torusens yderside. For at trykke plasmaet tilbage indføres vertikalfeltspolerne, der er vist på figur 6. I disse spoler løber strømme, der er modsat rettede plasmastrømmen, hvorved de vil trykke plasmaet ind mod torusens inderside og derved give balance med plasmastrømmens udadrettede tryk.

## **LIGEVÆGT OG STABILITET**

I det foregående afsnit så vi, hvordan plasmaet i en torus kunne bringes i en ligevægtssituation, dels ved at anbringe nogle ydre spoler omkring plasmaet og dels ved at sende en strøm igennem plasmaet. Man kan nu spørge om plasmaet også er i en stabil tilstand. For helt at være klar over begreberne ligevægt og stabilitet ser vi på figur 7. Kuglen, der er anbragt på en skråning, er ikke i ligevægt. Den vil straks begynde at bevæge sig væk fra sin udgangsposition. Kuglen,

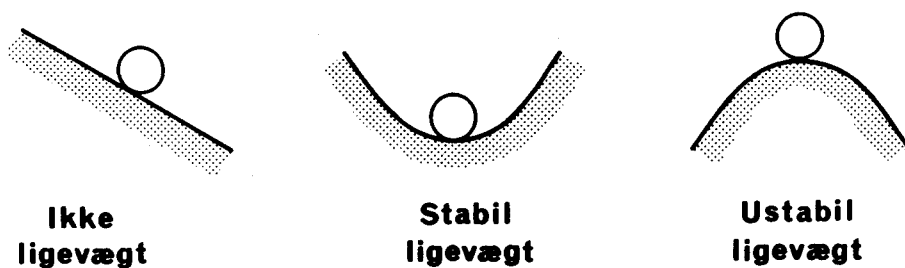


Fig. 7. Illustration af begreberne ligevægt og statilitet.

der ligger i bunden af en skål, er i stabil ligevægt. Den er i ligevægt, fordi den ikke begynder at flytte sig af sig selv, og ligevægten er stabil fordi kuglen, selv om den får et lille skub, vil forblive nær sin startposition. Kuglen på toppen af bakken er derimod i en ustabil ligevægt. Den vil ikke begynde at flytte sig af sig selv, men får den det mindste skub, vil den straks fjerne sig fra toppen.

Plasmaet i torusen kan bringes i ligevægt, hvis vi sender strøm igennem det og samtidig holder det på plads ved hjælp af toroidal- og vertikalfeltspolerne.

Spørgsmålet, om plasmaet så er stabilt, er et særdeles kompliceret fysisk problem, som langt fra er løst generelt. Det har imidlertid vist sig, at plasmaet i en tokamak kan være stabilt, forudsat at visse betingelser er opfyldt. Nogle af disse betingelser er f.eks., at det poloidale felt ikke må være for kraftigt i forhold til det toroidale felt, og at plasmaets tryk ikke må være for stort i forhold til magnetfeltets tryk.

Hvis plasmaet bliver ustabil, kan det vride og sno sig på forskellig måde. Som et eksempel på en ustabil situation kan vi betragte figur 8. Her har vi en plasmasøjle, hvori der løber strøm. Lad os først se på det poloidale magnetfelt,  $B_p$ , der er dannet af plasmastrømmen selv. Hvis vi nu tænker

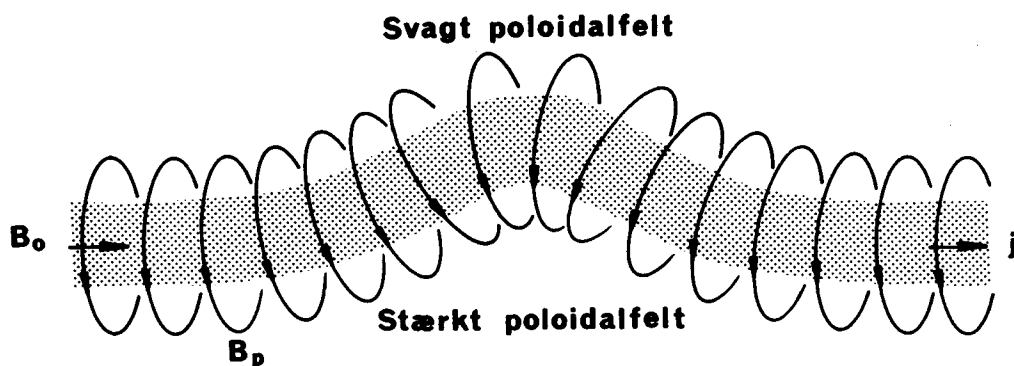


Fig. 8. Eksempel på en plasmainstabilitet.

os, at der kommer en lille bøjning på plasmasøjlen, vil magnetfeltet på indersiden af bøjningen blive lidt kraftigere, end det vil være på ydersiden. Dette betyder, at magnetfeltet trykker mere på indersiden end på ydersiden, og bøjningen vil derfor have tendens til at blive større. Denne instabilitet kan dog undertrykkes, hvis vi påtrykker et ydre magnetfelt,  $B_0$ , af passende styrke i samme retning som den uforstyrrede plasmasøjle, som vist på figur 8. I tokamakken betyder dette forhold, at det toroidale felt skal være en del stærkere end det poloidale felt.

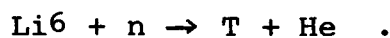
## ANDRE PROBLEMER

I denne artikel har vi først og fremmest undersøgt, hvordan et plasma kan holdes indesluttet i et magnetfelt, og vi har set, at en god indeslutning kan opnås i det apparat, der kaldes en tokamak. Mange eksperimenter med tokamakplasma viser dog, at indeslutningen langt fra er perfekt. Plasmaet forsvinder trods alt ud til væggene i løbet af kort tid. Men både eksperimenter og teoretiske undersøgelser tyder på, at Lawson-kriteriet vil kunne opfyldes, hvis tokamakken bygges tilstrækkelig stor og med tilstrækkelig stærke magnetfelter.

Der er imidlertid andre problemer end selve plasmaindeslutningen. Et af disse problemer er opvarmningen af plasmaet til de omkring 100 millioner grader. I tokamakken sker den første opvarmning simpelthen ved hjælp af den strøm, der sendes igennem plasmaet. Herved kan temperaturer på mange millioner grader opnås, men man kan næppe komme op på den ønskede temperatur ved strømopvarmning alene. Dette hænger sammen med de tidligere omtalte stabilitetsproblemer. Hvis plasmastrømmen bliver for stor, bliver det poloidale felt for kraftigt i forhold til det toroidale felt, og plasmaet bliver ustabil. For at få en yderligere opvarmning kan man f.eks. sende brintatomer med stor energi ind i plasmaet, eller man kan bruge kraftige højfrekvente radiobølger.

Foruden de plasmafysiske problemer skal også en række mere teknologiske problemer løses, før man kan gøre sig håb om at udnytte fusionsenergien. Det drejer sig bl.a. om, hvordan og af hvilke materialer man skal lave torusvæggen, der vender ind mod plasmaet. Denne væg vil blive bombarderet af partikler og stråling fra det varme plasma, og den skal helst have en rimelig lang levetid. Det drejer sig også om at lave store superledende magnetpoler, dvs. magnetpoler, der er kølet ned til så lave temperaturer, at ledernes elektriske modstand forsvinder. På denne måde kan magnetfeltet laves praktisk taget uden, at man skal bruge energi. I modsat fald skal en alt for stor del af fusionsenergien bruges til at lave magnetfelter med.

Som nævnt i indledningen skal der bruges deuterium og tritium til fusionsprocessen. Deuterium, også kaldet tung brint, kan udvindes fra vand, idet 0.016% af al naturlig forekommende brint består af deuteriumisotopen. Tritium findes derimod kun i uhyre ringe mængde i naturen, da det er en radioaktiv isotop med en halveringstid på kun ca. 12 år. Tritium kan imidlertid dannes ved processen



I en fusionsreaktor tænker man sig derfor at bruge lithium til at opfange neutronerne fra fusionsprocessen med, og derved få dannet nyt tritium. Det brændsel, der skal tilføres reaktoren udefra, bliver således deuterium og lithium.

Endelig må vi huske på, at fusion vil give anledning til radioaktivitet, så der bliver også nogle miljøproblemer, som skal løses forsvarligt. Godt nok danner selve deuterium-tritium-processen ikke radioaktive stoffer direkte, men den hurtige neutron fra fusionsprocessen kan ved sammenstød med materiale i selve reaktoren give anledning til mere eller mindre radioaktivitet, afhængig af hvilke materialer man bygger reaktoren af. Det anslås dog, at den samlede mængde radioaktivitet fra et deuterium-tritium fusionskraftværk vil være mellem 10 og 100 gange mindre end fra et fissionskraftværk af samme størrelse. Det skal også nævnes, at der findes fusionsprocesser, som kun danner ladede partikler, og disse kan jo delvis holdes fanget i tokamakkens magnetfelt. Sådanne fusionsprocesser vil kun give anledning til meget lidt radioaktivitet, men temperaturkravet for at disse processer kan forløbe er 5 til 10 gange højere end for deuterium-tritium-processen.

Fusionsforskningen i Vesteuropa koordineres af EF-organet EURATOM, der i England har bygget verdens største tokamak "JET" = "Joint European Torus". JET er hovedsagtelig et plasmafysikeksperiment, hvor man håber på at komme så tæt på Lawson-kriteriet, at man kan undersøge plasmaets opførelse, når der foregår mange fusionsprocesser. Opbygningen af en egentlig forsøgsreaktor, der kan producere elektricitet, forventes påbegyndt engang i halvfemserne.





<p>Title and author(s)</p> <p><b>THE TOKAMAK</b></p> <p>A report on fusion research for use in the physics education at high school level. (in Danish)</p> <p>Jens-Peter Lynov og Poul Michelsen</p>	Date 13 October
	Department or group Physics
	Groups own registration number(s)
	Project/contract no.

Pages 21	Tables 0	Illustrations 8	References 0	ISBN 87-550-1577-8
----------	----------	-----------------	--------------	--------------------

**Abstract (Max. 2000 char.)**

The enormous amount of energy which is released by the sun from its interior is due to fusion of hydrogen nuclei into helium. A similar fusion process between the heavy isotopes of hydrogen, deuterium and tritium, may be produced in a reactor on earth. If such a process shall give a surplus of energy, the hydrogen gas has to be heated to about 100 millions degree and simultaneously be kept together at a high density for sufficiently long time. Several places in the world experiments in so-called tokamaks are going on in order to try to satisfy these conditions. A tokamak is a ring-shaped chamber with a strong magnetic field. In this report the fusion process is described, some fundamental plasma physical problems are explained, and the main ideas about a tokamak reactor are expressed.

**Descriptors - NEI**

EDUCATION; PLASMA; THERMONUCLEAR REACTIONS; TOKAMAK DEVICES

Available on request from Risø Library, Risø National Laboratory, (Risø Bibliotek, Forskningscenter Risø), P.O. Box 49, DK-4000 Roskilde, Denmark.  
Telephone 42 37 12 12, ext. 2268/2269. Telex: 43116, Telefax: 46 75 56 27







**Rekvireres fra  
Risø Bibliotek  
Forskningscenter Risø,  
Postbox 49, 4000 Roskilde, Danmark  
Telefon 42 37 12 12, lokal 2268/2269  
Telex 43116, Telefax 46 75 56 27**

**ISBN 87-550-1577-8  
ISSN 0418-6435**