

Fusionsreaktoren i Viborg

Af Bernhard Lind Schistad, Viborg Tekniske Gymnasium

Ved htx i Viborg har vi bygget en fusionsreaktor, som et projekt for Science Talent-eleverne. Reaktoren, som er baseret på fusor-princippet, kan fusionere deuterium til helium og tritium. Den skaber et deuterium plasma med meget høj temperatur, ved elektrostatiske acceleration af ionerne. Vi har kunnet måle spektret af røntgenstråling fra plasmaet og neutronstråling fra fusionsprocessen. Reaktoren anvendes nu til fysik undervisning og demonstration af fusionsprocessen.

Indledning

Ved Viborg Tekniske Gymnasium har vi bygget en fusionsreaktor. Den kan skabe et deuterium plasma med en temperatur højere end solens centrums temperatur og demonstrere fusionsprocesser som dem, der foregår i stjerner eller (boostede- og termioniske-)kerneåben. Reaktoren er bygget af komponenter, som for en stor del er fremstillet ved skolens værksteder eller købt på eBay. Dette har gjort det muligt at gennemføre projektet i løbet af et år med en 'Science talent-klasse' og et budget på 70.000 kr.

Reaktoren bruges nu til undervisning i kernefysik og plasmafysik samt demonstrationer for elever fra andre skoler, som her kan opleve en fusionsreaktor i praksis.

Farnsworths Fusor

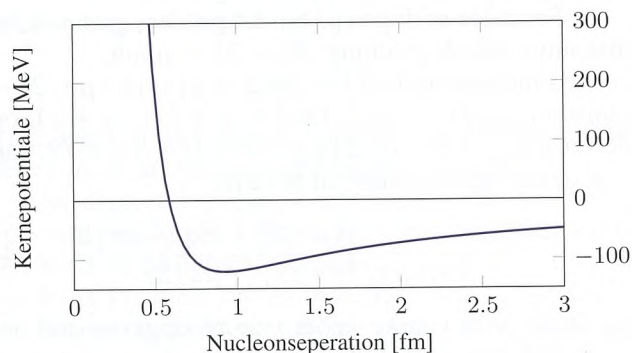
Reaktoren i Viborg er baseret på en videreudvikling af Philo Farnsworths Fusor fra 1959 [1]. Farnsworth, som er kendt som opfinderen af billedrørs-TV'et, konstruerede, mens han var ansat hos ITT, et apparat, som kunne skabe kontrolleret fusion ved elektrostatiske acceleration af deuterium-ioner. I Farnsworths Fusor bruges det elektrostatiske felt også til at indgrænse det varme plasma, så det ikke kommer i kontakt med væggene i vakuumkammeret [2].



Figur 1: Philo Farnsworth med sin Fusor.

Fusionsprocessen

For at forstå, hvorfor der kan frigives energi ved fusion af lette atomkerner, skal vi se lidt på bindingsenergien i en kerne. Protonerne og neutronerne (nukleonerne) i kernen oplever en stærk tiltrækning fra sine naboer på grund af den stærke kernekraft, men denne kraft har en meget kort rækkevidde, typisk nogle få protondiametre. Mens alle nukleoner oplever den stærke kernekraft, oplever protonerne en elektrisk frastødning fra alle andre protoner. Denne frastødning følger Coulombs lov og aftager med kvadratet af afstanden. Det resulterende totale potentiale følt af nucleonerne er vist i figur 2.



Figur 2: Typisk inter-nukleare potentiale.

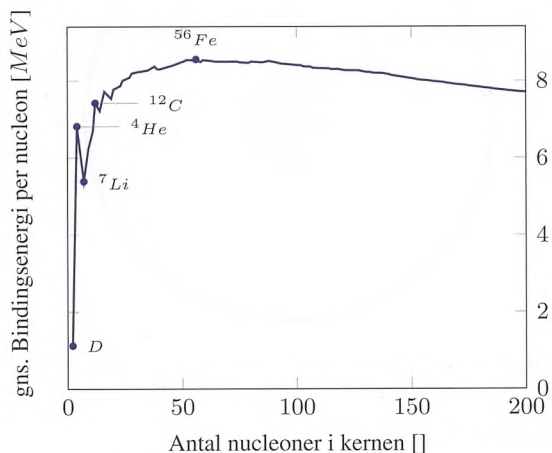
Neutronernes masse er kun en promille større end protonernes masse. En fri neutron kan frigøre energi ved betahenfald, hvor den forvandler sig til en proton plus en elektron og en antineutrino. Tilsvarende kan en proton i en bundet tilstand i en kerne forvandle sig til en neutron ved at "stjæle" en del af bindingsenergien og udsende en antielektron (positron) og en neutrino. Da både protoner og neutroner er fermioner, kan der kun være én i hver tilstand. Dette medfører, at nukleonerne i kernen er stærkest bundet, hvis der er lige mange protoner og neutroner, indtil frastødningen mellem protonerne vinder ved høje atomnumre. Der er derfor flere neutroner end protoner i stabile tunge kerner.

Bindingsenergien per nukleon får derfor bidrag fra tre forskellige mekanismer:

1. Tiltrækning mellem naboer. Her har nukleoner i kernens overflade færre naboer end dem inde i kernen
2. Frastødning mellem protonerne, som øger bindingsenergien, hvis der er langt mellem protonerne

3. Forbuddet mod at have mere end én identisk partikel i hver tilstand, som favoriserer kerner med lige mange protoner og neutroner

Når vi kombinerer disse tre bidrag, får vi kurven for bindingsenergi per nukleon [3], som er vist i figur 3

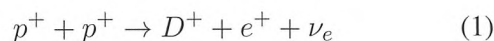


Figur 3: Bindingsenergi per nukleon som funktion af atomnummer.

Jern-56 har den laveste gennemsnitlige masse per nukleon, mens nikkell-62 har den højeste bindingsenergi per nukleon. Mens alle kerner kan splittes, kaldt fission, og kombineres med andre kerner, kaldt fusion, så bliver sådanne reaktioner kun af praktisk relevans når den samlede bindingsenergi af sluttilstanden er lavere end starttilstanden. Disse reaktioner plejer derfor at være fusionering af lette kerner eller fissioneringen af tunge kerner.

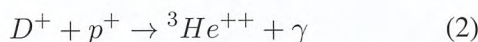
Fusion i solen

Den simplest mulige fusionsproces er fusion af to protoner. På grund af den stærke elektrostatiske frastødning kan der ikke skabes en bundet tilstand af to protoner, men da massedifferencen mellem protoner og neutroner er så lille, vil den ene proton undergå "omvendt" betahenfald og blive til en neutron. Der dannes derfor et deuteron, som er en tung brintkerne. Samtidig udsendes en antielektron (positron) og en elektronneutrino. Reaktionen er:



Dette er første trin i brændstofcyklussen i solen og andre stjerner [4].

Det næste trin i solens cyklus er fusion af deuteronkernen med en proton. Herved dannes en kerne med to protoner og en neutron, som er det lette heliumisotop, helium-3. For at komme af med den overskydende energi fra partiklerne i begyndelsestilstanden, udsendes også en foton:



Efterfølgende kan to helium-3-kerner fusionere til helium-4-kerner og udsender to protoner.



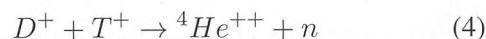
Årsagen til, at der dannes helium-4 og ikke beryllium-6, er, at vi ikke kan bevare både energi og impuls med kun én partikel i sluttilstanden. De to protoner sørger for at "bortskaffe" den overflødige kinetiske energi.

Efterhånden, som der er dannet heliumkerner nok, begynder der at starte kæder af fusion af tungere kerner, for eksempel CNO-cyklussen.

Fusion i brintbomben

På jorden kan vi kun reproducere solens fusionsprocesser i en accelerator, men ikke udnytte den til energiproduktion. Dette skyldes, at for at få gang i første trin, fusion af protoner til deuteroner, kræves ikke bare ekstremt høje temperaturer, men også et ekstremt højt tryk. I solens kerne er temperaturen 25 mill. K og trykket er 26,5 PPa (PetaPascal).

Den fusionsproces, som er mest tilgængelig for menneskeskabt reaktion, er fusion af en deuteron og en tritron (hydrogenisotop med to neutroner). Dette er den proces, der udnyttes i brintbomben:



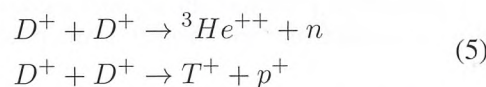
Denne proces kræver også en meget høj temperatur, men sandsynligheden for, at en kollision mellem to kerner giver en fusion, er meget større, da den stærke tiltrækning mellem neutronerne ved korte afstande kan overvinde den elektrostatiske frastødning mellem protonerne.

I termonuklearekerneveåben bruges en konventionel atombombe (plutonium implusionsbombe med tritium boosting) til at skabe en intens røntgenstråling, som ved hjælp af hvad Edward Teller kalder "Hydrodynamiske linser", komprimerer brændstoffet til et tryk på flere tusind TPa (TeraPascal). Samtidig sørger neutronstrålingen fra atombomben for at omdanne litium til tritium.

Deuteriumfusion

Da tritium er dyrt (produceres kun i atomreaktorer/partikelacceleratorer og naturligt i troposfæren og stratosfæren når, kosmisk stråling interagerer med f.eks. nitrogen i atmosfæren) og radioaktivt med en halveringstid på 12,5 år, er deuteriumfusion den tilgængelige mulighed for en fusionsreaktor. Deuterium findes i ubegrænsede mængder i havvand, da 0,00126% af brinten i vandet er deuterium.

Når to deuteriumkerner fusionerer, kan de ikke danne helium-4, men for at bevare energi og impuls må kernen udsende enten en proton eller en neutron. Vi får derfor to fusionsprocesser:



Vi får altså enten helium-3 eller tritium i sluttilstanden. Der er ca. 50% sandsynlighed for hver af processerne.

Fusionsreaktoren

Når to deuteriumkerner fusionerer, frigives der i gennemsnit en energi på $3,5\text{MeV}$ svarende til $5,6 \times 10^{-13}\text{J}$.

Det vil sige, at hvis vi kan fusionere alle kerner i 1g deuterium, ville vi frigive en energi på 175 GJ (eller 48 MWh). Det ville være rigtig interessant, hvis vi kunne bygge en reaktor og udnytte noget af denne energi.

Hvis vi skal bygge en fusionsreaktor, skal vi løse nogle meget store tekniske udfordringer:

- Vi skal skabe et plasma af deuterium
- Vi skal varme plasmaet op til mere end 50 mill.K
- Plasmaet skal være omgivet af vakuum, da vi ønsker at forhindre energitab ved kollision med omgivelserne
- Vi skal sørge for at plasmaet indgrænses, så det ikke rammer væggene i vakuumkammeret
- Den frigivne energi skal opsamles

Det mest kendte design til at løse disse udfordringer er tokamak-reaktoren, som bruger et kraftigt torodiale magnetfelt til at fastholde plasmaet i et vakuumkammer [5].

Til at opvarme plasmaet bruger tokamak-reaktoren en kombination af intern og ekstern opvarmning:

- Den interne opvarmning sker ved, at den magnetiske feltstyrke øges, hvormed der efter Lenz, lov vil opstå et elektrisk felt, som peger langs partikelbanen for ionerne, som derved accelereres
- Den eksterne opvarmning sker dels ved, at ionerne bombarderes med mikrobølgestråling og dels ved, at man injicerer en ekstern partikel stråle til at "skubbe" til deuteriumionerne.

Der er bygget et antal tokamak-reaktorer, men de er plaget af, at plasmaet bliver ustabil og kolliderer efter få millisekunder.

På grund af problemerne med plasmaustabilitet i tokamak-reaktoren er der eksperimenteret med en række alternative designs:

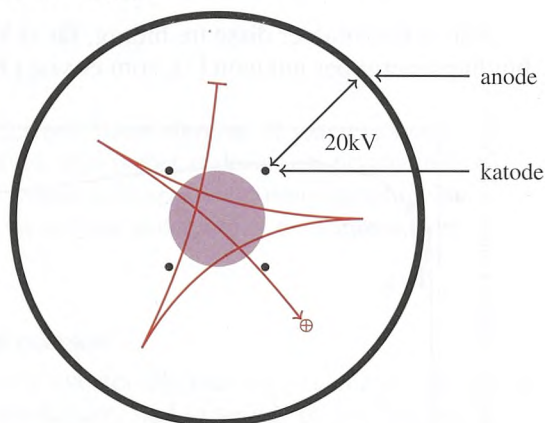
- I stellatoren (Wendelstein 7-X) roterer man plasmastrømmen 180° i løbet af en omdrejning
- Lockheed-Martin arbejder med en variant af en "Penning-fælde" hvor magnetiske spejle skaber en magnetisk flaske til at fastholde plasmaet
- Ved laserbaseret fusion bruges en række kraftige lasere til at opvarme en lille "pille" af brændstof (deuterium-tritium) til det eksploderer som en miniature brintbombe

Fusoren

Det er muligt at bygge en meget simpel fusionsreaktor ved at bruge et elektrisk felt til både at skabe, opvarme og indgrænse plasmaet. Princippet kaldes IEC (Inertial Electrostatic Confinement) [2]. Princippet er vist i figur 4.

Inde i et vakuumkammer er der en sfærisk anode, som fastholdes på jordpotentiale og en sfærisk gitterformet katode, som tilføres en negativ højspænding. Når der injiceres deuterium i vakuumkammeret, vil det stærke elektriske felt ionisere gassen, så der dannes et plasma, og de positive deuteriumioner vil accelerere hen i mod katoden. Dette vil få ionerne til at pendle

frem og tilbage omkring centrum af katoden, hvor ionerne vil kolliderer med tilstrækkelig kinetisk energi til at skabe fusion [6].



Figur 4: Partikelbane gennem fusor anode-ækvatorialplan.

Reaktoren i Viborg

I den fusor, vi har bygget, er vakuumkammeret udført i 3 mm rustfrit stål. Vi valgte stål for at afskærme den farlige røntgenstråling, som opstår ved de ekstremt høje temperaturer, som kræves til fusion. Vakuumkammeret har en indre diameter på 27 cm. Anoden er lavet af et gitter af 1 mm rustfrit stål, mens katoden, der har en diameter på ca. 3 cm, er lavet af 1 mm wolfram.

Vakuumsystemet består af en dobbelt olieforseglet rotationspumpe som hovedpumpe. Denne pumpe kan generere et tryk på ca. 2 Pa i tanken. For at sænke trykket yderligere bruges en luftkølet olie-diffusionspumpe. Den kan sænke trykket til ca. 10^{-4} Pa. Til at overvåge trykket bruges en termoelement-sensor.

Som højspændingskilde bruges en negativ 40 kV 400W-strømforsyning. Spænding og strøm kan reguleres fra en kontrolenhed, som eleverne har designet. Da et plasma kan udgøre en meget ustabil belastning, anvendes en effektmodstand på $100\text{k}\Omega$ i serie med forsyningen. Strømforsyningen kobler ud ved overslag, og belastningsmodstanden sørger for at forhindre udfald.

Deuteriumforsyningen består af en lille trykflaske med deuterium under 10 atm. tryk. For reducere deuteriumtrykket og begrænse gennemstrømningen anvendes tre reduktionsventiler og et kapillarrør med en diameter på 10μ i serie med deuteriumbeholderen. Den komplette fusionsreaktor er vist i figur 5.

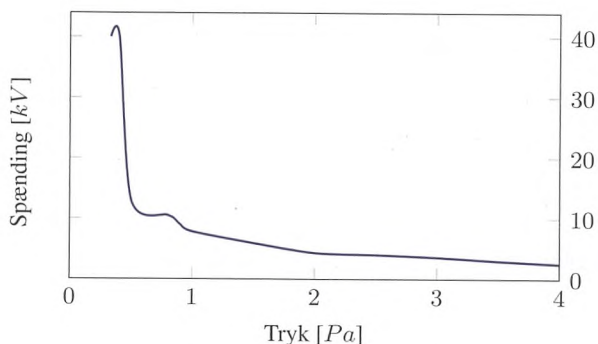


Figur 5: Fusionsreaktorsystemet.

Reaktoren i praksis

For at forklare hvad, der foregår i reaktoren, vil jeg gennemgå en typisk kørsel. Først tænder vi for vakuumsystemet. Når trykket er faldet til under 20 Pa, åbner vi for deuteriumtilførslen. Når trykket igen er faldet, kan vi tænde for olie-diffusionspumpen og højspændingen. Efter seks minutter falder trykket hurtigt, og hvis vi ikke tilfører deuterium, vil trykket falde til 10^{-4} Pa.

Når trykket falder, ændrer plasmaets elektriske ledningsevne sig. Da vores strømforsyning er strømbe-grænset til 9 mA, medfører dette, at spændingsforskellen mellem anode og katode stiger, når trykket falder, som vist i figur 6.



Figur 6: Katodespænding som funktion af tryk.

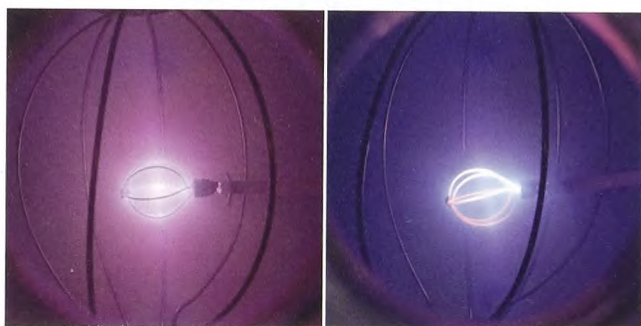
Den stejle stigning, når trykket falder under 0,5 Pa, skyldes at plasmaet "dør", da densiteten af ioner bliver for lille.

Ved et tryk på 2 Pa har vi et flot deuteriumplasma med en spænding på ca. 4 kV, som vist i figur 7a.

Her er temperaturen i centrum af plasmaet ca. 30 MK. Selv om denne temperatur er det dobbelte af temperaturen i centrum af solen, er det ikke nok til at give målbar fusion. Dette skyldes den elektrostatiske frastødning mellem de positive deuteriumioner.

Vi har derfor startet olie-diffusionspumpen for at sænke trykket. Når trykket falder, øges middel-fri-vejlængde for ionerne, spændingen stiger, og temperaturen øges.

Når vi passerer 20 kV, er vores plasmatemperatur 150 MK, og vi har en stabil fusionsproces. På grund af det lave tryk udsender vi væsentlig mindre synligt lys, men nu er vores wolfram-katode rødgldende, som vi kan se i figur 7b.



(a) 4 kV

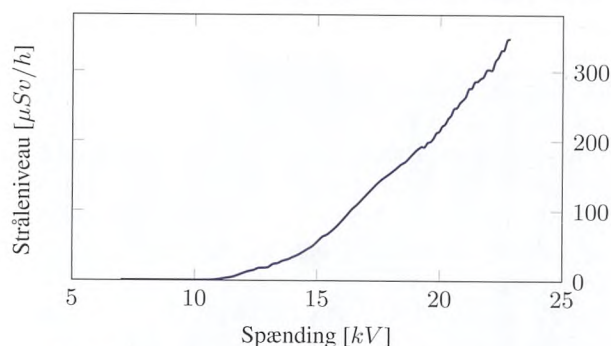
(b) 20 kV

Figur 7: Deuteriumplasma

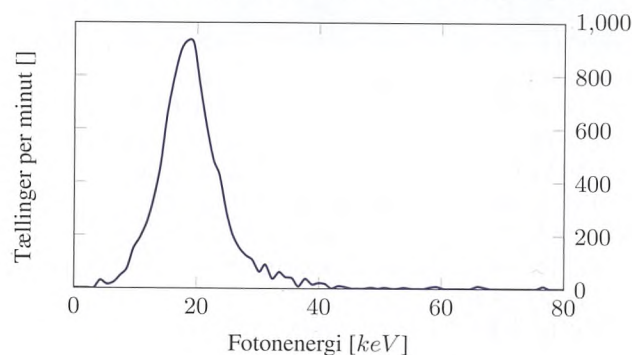
Målinger på reaktoren

For at verificere at reaktoren virker efter hensigten og vise, at den virkelig laver fusion, har vi udført nogle målinger.

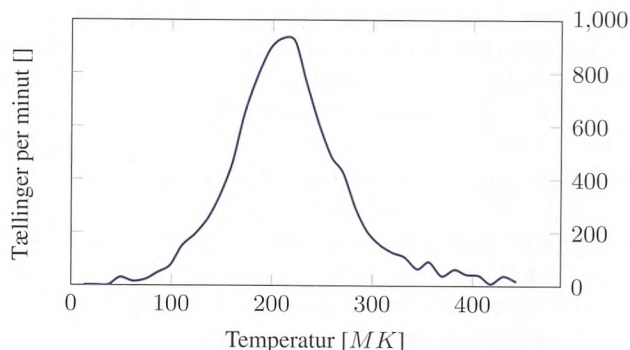
Selve fusionsprocessen afgiver neutroner og protoner. Protonerne standses af væggen i vakuumkammeret, mens neutronerne slipper igennem. Neutroner kan ikke måles med en normal geigertæller, men plasmaet afgiver også intens røntgenstråling, som nemt kan måles. Ved spændinger under 10 kV standses røntgenstrålingen af borosilikat-glasset i vores inspektionsvindue, men når spændingen overstiger 10 kV, kan der med en geigertæller måles en intens røntgenstråling, som kommer fra centrum af katoden. Sammenhængen mellem strålingsniveau og katodespænding er vist i figur 8.



Figur 8: Stråleniveau som funktion af katodespænding.



Figur 9: Gammaspektrum ved 20 keV.



Figur 10: Plasmatemperatur ved 20 kV.

Til at måle plasmaets temperatur kan vi ikke bruge en geigertæller, men da vi har en meget følsom scintillationsdetektor, kobledede vi denne op som et gamma spektrometer [7]. Det viste sig, at over 15 kV kan gammastrålingen registreres i detektoren, og med et PC-lydkort med tilhørende software som spektrumanalysator kunne vi optage et meget fint gammaspektrum fra

reaktoren. Vi har kalibreret spektrometeret med en Cs-137 kilde. Spektret ved 20 kV katodespænding er vist i figur 9. Baggrundsstrålingen er trukket fra målingerne.

Vi kan også konvertere fotonenergien til temperatur ved at dividere med Boltzmanns konstant. Det giver grafen i figur 10.

Her har vi anvendt standard konvertering mellem eV og Kelvin, hvor 1 eV svarer til 11600 K.

Vi kan konkludere, at det er lykkedes at skabe et deuteriumplasma med en temperatur på 5 - 10 gange temperaturen i solens centrum (afhængig af, hvorledes vi konverterer energi til temperatur).

Neutronstråling

For at verificere, at vi virkelig kan lave fusion, har vi også målt neutronstrålingen fra processen. Da en neutrontektor er meget kostbar, har vi selv bygget en, baseret på et gammelt russisk militært helium-3 fyldt proportional-detektor rør. For at kunne detektere de højenergetiske neutroner fra fusionsprocessen, har vi anvendt en moderator af paraffinvoks for at bremse neutronerne [8]. Røret forsynes med 1350V højspænding fra en meget stabil strømforsyning og forstærkes i en ladningsfølsom forstærker, som vi har bygget. Signalet digitaliseres i et lyd kort.

Neutronstrålingen er målt ved 20 kV højspænding og stabilt plasma i 4 minutter. For at subtrahere støj og baggrundsstråling er der fortaget to målinger med uændret opstilling, men uden højspænding. Disse målinger er udført umiddelbart før og efter målingen med højspænding. Resultaterne er vist i figur 11.

For at udregne netto-neutronsignalet har vi valgt at trække den højeste baggrund fra, samt lægge en tærskel ved 50 keV for at fjerne støj fra målingerne.

Der gøres opmærksom på, at den viste energiskala ikke er kalibreret, og at moderatoren bremser neutronerne. Det er derfor ikke den rigtige neutronenergi, der vises på x-aksen.

Dette giver et nettoresultat på 51236 neutroner i løbet af 240s eller 213 neutroner/s.

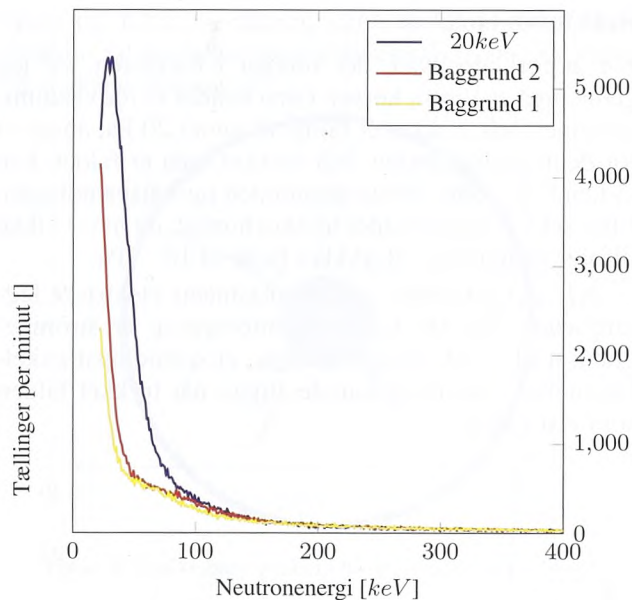
Vores detektor dækker en rumvinkel på 0,2 steradianer. I henhold til det russiske datablad for helium-3-detektoren skal den have en effektivitet på 70%. Dette giver en total neutronproduktion på 19.000 neutroner/s. Da hver anden fusion giver protoner, som ikke detekteres, svarer dette til en fusions hastighed på 38.000 fusioner/s, som giver en frigivet effekt på 22 nW.

Dette passer meget godt med en simpel teoretisk beregning. Virkningstværsnittet σ for deuteriumfusion ved 20 keV er 0,3 mBarn. Hvis ionstrømmen er I , iontætheden er $\frac{dN}{dV}$ og rumfanget af plasma er V , vil reaktionshastigheden være givet ved:

$$\dot{N} = I \cdot \frac{dN}{dV} \cdot V \cdot \sigma = 48.000s^{-1} \quad (6)$$

Her har vi anvendt en meget simpel model med stabilt, uniformt plasma inden for katoden.

Desværre er vores fusionsreaktor ikke nogen god energikilde. Under forsøget udviklede reaktoren ca. 200W, men kun 22 nW kommer fra fusionsprocessen, svarende til en virkningsgrad på $5,5 \times 10^{-11}$.



Figur 11: Målt neutronspektrum og baggrund.

Referencer

1. P. Farnsworth, US 3258402 (1966).
2. R. L. Hirsch, Inertial-Electrostatic Confinement of Ionized Fusion Gasses. *Journal of Applied Physics* **38** (1967).
3. T. W. Donnelly, J. A. Formaggio, B. R. Holstein, R. G. Milner, B. Surrow, *Foundations of Nuclear and Particle Physics* (Cambridge University Press, 2017).
4. D. Maoz, *Astrophysics in a Nutshell* (Princeton University Press, udg. 2, 2016).
5. J. P. Freidberg, *Plasma Physics and Fusion Energy* (Cambridge University Press, 2009).
6. G. L. Kulcinski, *Progress in Steady State Fusion of Advanced Fuels in the University of Wisconsin IEC Device* (presented at the Japan-U.S. IEC Workshop, 2001).
7. C. Grupen, B. Shwartz, *Particle Detectors* (Cambridge University, udg. 2, 2008).
8. T. W. Crane, M. P. Baker, i *Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials* (Los Alamos National Laboratory, 1993), kap. 13, s. 386–393.



Bernhard Lind Schistad er Cand.Real. fra Universitetet i Oslo. Han har været forsker i partikelfysik ved Niels Bohr Institutet og CERN og senere arbejdet med udvikling af grafiske systemer og radar. Han har i de sidste fem år undervist i fysik og matematik på Viborg Tekniske Gymnasium.