

ASSOCIATIE EURATOM-FOM
FOM-INSTITUUT VOOR PLASMAFYSICA
RIJNHUIZEN, JUTPHAAS

HET KRONKELIGE PAD VAN EEN BOLBLIKSEM

door

C.M. Braams en J.J. Lodder

I.R. 85/050

HET KRONKELIGE PAD VAN EEN BOLBLIKSEM

door

C.M. Braams en J.J. Lodder

I.R. 85/050

SAMENVATTING

In dit rapport wordt de ontwikkeling van de bolbliksem- en vuurbolmodellen van Dijkhuis samengevat, en wordt op een aantal fouten en tegenstrijdigheden gewezen. Nagegaan wordt of de modellen bijdragen aan de theorie van deze verschijnselen of aan het ontwerp van een fusiereactor. De conclusies zijn dat geen bijdrage tot de verklaring van vuurbollen en bolbliksems wordt geleverd, en dat er geen goede gronden zijn om aan te nemen dat daarin kernfusie optreedt, laat staan om het ontwikkelen van fusiereactoren op basis van de besproken modellen ter hand te nemen.

INHOUDSOPGAVE

1. Bolbliksem en vuurbollen	blz. 1
2. Plasmafysische aspecten van bolbliksems	2
3. Het wervelmodel als functie van de tijd	5
4. Commentaar op de publikaties	6
a. Het artikel in Nature	6
b. Het artikel in Journal of Applied Physics	7
c. Het artikel in NTvN (B)	10
d. Het emissie-prospectus	13
5. Commentaar op het Convectron-project	16
6. Conclusies	17
Referenties	18

HET KRONKELIGE PAD VAN EEN BOLBLIKSEM

door

C.M. Braams en J.J. Lodder

Associatie Euratom-FOM, FOM-Instituut voor Plasmafysica,
Rijnhuizen, Nieuwegein.

1. BOLBLIKSEM EN VUURBOLLEN

Er zijn talrijke beschrijvingen van bolbliksems gepubliceerd, die met elkaar een zo serieuze indruk maken dat moeilijk te ontkomen valt aan de conclusie dat er iets van deze aard moet bestaan. Daar het fenomeen geassocieerd is met blikseminslag, is men geneigd een plasmafysische verklaring te zoeken; daarnaast wordt ter verklaring van de secondenlang aanhoudende luminositeit gedacht aan chemische of atoomfysische energieopslag. Het verschijnsel is door zijn niet-reproduceerbaar karakter niet toegankelijk voor gedetailleerd onderzoek, zodat er ruimte blijft voor een breed scala van speculatieve verklaringen. Daardoor krijgen de vuurbollen die bij het uitschakelen van een kortgesloten accubatterij in een onderzeeboot zijn waargenomen een bijzondere betekenis. Als het zou lukken om deze op reproduceerbare wijze te maken, wordt het mogelijk om waarnemingen te doen op grond waarvan niet alleen voor dit verschijnsel, maar hopelijk ook voor de bolbliksem een verklaring kan worden gezocht. De door een Nederlandse onderneming met de naam "Convectron" ondernomen pogingen om vuurbollen te maken kunnen een stap in deze richting betekenen en zouden uit dien hoofde aanmoediging verdienen. De publiciteit die deze onderneming aan haar werkzaamheden geeft en vooral de verwachtingen die daarbij worden gewekt ten aanzien van de toepassingsmogelijkheid in een fusiereactor, doen echter twijfel rijzen omtrent de aanwezigheid van voldoende zelfkritiek binnen Convectron.

In het volgende worden enkele aspecten van het bolbliksem-probleem belicht en wordt de relatie daarvan tot dat van de fusiereactor besproken. Vervolgens wordt nagegaan hoe het bolbliksem-model van G.C. Dijkhuis, die zich als de geestelijke vader van het Convectron-project manifesteert, in de loop van de jaren is geëvolueerd en wordt kritiek geleverd op de denkbeelden van deze auteur. Daarbij wordt verwezen naar drie artikelen (referenties 1, 2 en 3) en een recent gepubliceerd prospectus⁴⁾, die hierna resp. als I t/m IV worden aangehaald. Tenslotte wordt nagegaan in hoeverre deze modellen voldoen als speculatieve theoretische verklaring van de bolbliksem.

2. PLASMAFYSCHE ASPECTEN VAN BOLBLIKSEMS

Uit de vele gepubliceerde beschrijvingen van bolbliksems⁵⁾ komt als meest frequente verschijningsvorm een lichtende bol met een straal in de orde van een decimeter en een levensduur in de orde van enkele seconden naar voren. We willen ons in deze paragraaf, met voorbijzien van de grote spreiding in de waarnemingen, op deze middelbare bolbliksems concentreren en wel in het bijzonder op de theoretische modellen die ervan uitgaan dat de uitstraling door een inwendige energiebron wordt gevoed. Dit staat niet vast, integendeel, er bestaan ook theorieën die zijn gebaseerd op toevoer van elektrische energie uit een gelijkstroom-^{6,7)} of hoogfrequent⁸⁾ wisselveld, of van chemische energie. Het optreden van op bolbliksems gelijkende vuurbollen in vliegtuigen en duikboten lijkt echter niet op die manier verklaard te kunnen worden, zodat de vraag hoe bolbliksems zonder uitwendige energiebronnen secondenlang zouden kunnen overleven, als een uitdaging voor de fysica blijft openstaan.

Mede geïnspireerd door de fysica van de magnetische opsluiting van thermonucleaire plasma's, is vaak de vraag gesteld of de bolbliksem een vrij-zwevend heet plasmoid, opgesloten door een zelf-gegenereerd magnetisch veld zou kunnen zijn. Het magnetisch veld zou moeten dienen om de warmtegeleiding naar de omringende lucht te verminderen en zo de afkoeltijd te verlengen. Modellen voor fusiereactoren gaan gewoonlijk uit van een beschrijving van het drukevenwicht tussen plasma- en magnetisch veld. Daarbij wordt het drukevenwicht tussen het magnetisch veld en de stroomvoerende metalen geleiders waarmee het geheel of gedeeltelijk wordt opgewekt, meestal als gegeven aangenomen. Hierdoor behoeft de reactie die door het magnetisch veld in magnetohydrodynamisch evenwicht wordt overgedragen op externe geleiders, niet expliciet in de beschouwingen te worden opgenomen. Pogingen om modellen voor zelf-opgesloten plasmoiden te construeren stuiten wat dit betreft evenwel op problemen

die men - geheel afziend van de details van de veldconfiguratie - kan terugvoeren tot de viriaalstelling. In de vorm die in de plasmafysica gehanteerd wordt, zegt deze dat een plasmoid in vacuüm expandeert en dat het in evenwicht met de atmosfeer geen grotere druk kan hebben dan de laatste. De toelaatbare dichtheid is dan omgekeerd evenredig met de temperatuur, hetgeen leidt tot de conclusie dat een plasmoid van hoge temperatuur moet opstijgen als een luchtballon, in tegenstelling tot het waargenomen gedrag van bolbliksems. Verder is het magnetisch veld daarvoor beperkt tot 0,5 Tesla, waarmee het niet mogelijk is, met afmetingen van decimeters tot een energiebehoudtijd van secondes te komen.

Een andere moeilijkheid waar elk model van een gemagnetiseerd plasmoid op stuit, is de vraag op welke tijdschaal het magnetisch veld van een stroomcircuit in het plasma uitsterft. De magnetische diffusietijd is de verhouding van zelfinductie en weerstand van het circuit, ofwel de tijd waarin de magnetische energie door de weerstand wordt gedissipeerd. Als het geleidingsvermogen σ is en de diffusielengte L , geldt

$$\tau_m \approx \mu_0 \sigma L^2 . \quad (1)$$

Een kwantitatieve evaluatie van (1), waarop we in par. 4 terugkomen, laat zien dat in een "normaal" plasma, zoals dat in een sterke elektrische ontlading in lucht ontstaat, het magnetisch veld zeer snel uitsterft zodra de elektromotorische kracht die de stroom heeft aangedreven, wegvalt.

Mogelijke uitwegen zouden kunnen zijn dat er een uitwendige energiebron is die de stroom in het plasma aandrijft, of een inwendig energiereservoir dat via een langzame conversie een stroom genereert (b.v. een dynamo-effect, gedreven door een gaswervel). Een andere weg is een extreem hoog geleidingsvermogen te veronderstellen. Een zuiver waterstofplasma met $T_e \approx 10^4$ eV ($1 \text{ eV} \approx 10^4 \text{ K}$) heeft $\sigma \approx 10^9 \text{ (ohm-m)}^{-1}$, waarmee $\tau_m \approx 10$ sec voor $L \approx 0,1$ m. In lucht zou $T_e \approx 10^5$ eV vereist zijn. Dit is uitgesloten door stralingsverlies. Men kan een anomaal hoog geleidingsvermogen postuleren door een run-away elektronenpopulatie (relativistische bundel) aan te nemen, maar ook dit is nimmer uitgewerkt in een bevredigend model. Het is zeker niet juist om te stellen dat turbulentie in het plasma een anomaal hoog geleidingsvermogen geeft; ook hierop komen we terug in par. 4.

Al met al bestaan er geen consistente modellen waarmee bolbliksems met afmetingen in de orde van 0,1 m gedurende een tijd in de orde van 1 sec gemagnetiseerd kunnen blijven.

Terugkomend op de temperatuur van het plasmoid, moeten we nog wijzen op het stralingsverlies. Al bij enkele eV loopt de temperatuur van een lichtboog in lucht tegen een stralingsbarrière, waar men alleen - en dan nog met grote moeite - doorheen kan breken in speciale opstellingen met schone waterstof- of helium-plasma's (procenten zuurstof of stikstof zijn al funest). Vervolgens stuit men dan op de reeds genoemde geleidingsbarrière, waartegen (explosieve processen buiten beschouwing gelaten) alleen een sterk magnetisch veld van grote afmetingen en met nauwkeurig gevormde magnetische oppervlakken uitkomst biedt. Voor het kwantificeren van deze argumenten verwijzen we naar de kernfusie-literatuur, om hier te volstaan met de bewering dat hoge temperaturen (als in een lichtboog of hoger) in bolbliksems in verband met geleiding en straling niet aannemelijk zijn. Daarom moet de conclusie zijn dat de beschikbare theoretische modellen, evenmin als de waarnemingen, het vermoeden rechtvaardigen dat bolbliksems een plasma van hoge temperatuur bevatten, zodat het bestuderen van bolbliksems vanuit thermonucleair standpunt tot de kansarme benaderingen moet worden gerekend.

Dit roept de vraag op, of de theorie van koude plasma's een verklaring voor het bestaan van langlevende lichtverschijnselen in de atmosfeer kan geven. Het antwoord is niet zonder meer negatief. Een punt waarop Dijkhuis terecht heeft gewezen, is dat in de plasmafysische viriaalstelling termen voorkomen die veelal worden verwaarloosd en die Coulomb-, spin-, en kwantum-mechanische wisselwerking met bindingsenergie vertegenwoordigen. Het is waar dat verzamelingen van ionen en elektronen bij hoge dichtheid en lage temperatuur condensatieverschijnselen vertonen (recombinatie, chemische binding, faseovergangen, magnetisering, supergeleiding), maar de betreffende interacties zijn zo zwak, dat ze voor hete plasma's kunnen worden verwaarloosd. De courante theorie, die zelfopsluiting van een plasmoid uitsluit, is zeker goed voor magnetisch opgesloten thermonucleaire plasma's (de belangrijkste correctie, die voor de Coulomb-energie, is van de orde van de plasma-parameter, $N_D^{-1} \approx 10^{-8}$); men kan echter niet a priori uitsluiten dat koude en dichte plasma's met weinig deeltjes per Debye-bol, $N_D < 1$, elektrostatische en andere bindingsenergie bevatten die tot uiting komt in een oppervlaktespanning. Het bolbliksem-model van Pozwolski⁹⁾ gaat in deze richting.

3. HET WERVELMODEL ALS FUNCTIE VAN DE TIJD

In I wordt een bolbliksem beschreven in de gedaante van een zeer heet (10^8 K) plasmoiden waarin zich één of meer stroomcircuits bevinden. De schatting van de magnetische vervaltijd, $\tau_m \approx \mu_0 \sigma L^2$, wijst op een macroscopisch stroomcircuit. Om te ontkomen aan de twee klassieke tegenwerpingen: een heet gas of plasma in drukevenwicht met lucht stijgt op als een luchtballon en de stroom vervalt binnen een milliseconde, worden microscopische wervels geïntroduceerd. Deze hebben twee functies: een onderlinge aantrekking (bosoncondensatie) van de wervels houdt een heet plasma met hoge druk (want met gemiddeld atmosferische dichtheid) bijeen en doordat de wervels geladen zijn en zich gedragen als elektronen in een supergeleider, heeft het plasma een verlaagde resistiviteit, zodat de stroom lang kan persisteren. Terzijde wordt opgemerkt dat de rotatie van de geladen wervels een magnetisch veld genereert; de relatie daarvan tot het macroscopische veld wordt niet uiteengezet. Er wordt geen temperatuurverschil tussen de wervels en het omringende plasma aangenomen.

In II wordt de vuurbol beschreven als een warm (10^4 K) plasmoiden, waarin zich cryogene gemagnetiseerde wervel-filamenten bevinden. Er is geen sprake meer van bosonen-interacties tussen wervels, evenmin van een macroscopisch stroomcircuit, en de levensduur van het systeem wordt bepaald door warmtegeleiding naar de filamenten. De filamenten worden bijeen gehouden door de kwantum-mechanische verwisselings-energie van elektronen in een ferromagnetische toestand en door hun interactie met het aanwezige magnetische veld. De gecondenseerde elektronentoestand wordt bereikt doordat een koper-plasma, uitgaande van 300 K en vaste-stof dichtheid, isentropisch expandeert. Daarbij ontstaat een twee-fasen toestand met filamenten van 59 K in een omringend plasma van 6399 K. De kern van het artikel wordt gevormd door een beschouwing van de drukbalans in een filament, waarvan gesteld wordt dat er een onderste grens uit volgt voor de kortsluitstroom waarbij vuurbollen kunnen optreden.

In III en IV tenslotte worden enkele resterende elementen van de modellen I en II samengebracht en nieuwe toegevoegd. De twee-fasen toestand van het elektronengas wordt nu bereikt vanuit de vloeibaar-koper toestand, maar ook vanuit het atmosferische plasma van de bliksemontlading. Er is sprake van ladingstransport dat beschreven moet worden met de London-vergelijking, maar macroscopische elektrische stromen en magnetische velden schijnen geen rol meer te spelen in het model, dus evenmin het anomaal hoge geleidingsvermogen van I. Er is ook in bolbliksems geen sprake meer van de hoge temperatuur van I; de wervels hebben een

kern van alleen elektronen, waaromheen de ionen rondlopen met zodanige snelheden dat kernreacties optreden. Plasmagolven versterken het elektrische veld en de geladen reactieproducten induceren nieuwe plasmagolven, waardoor een stationaire toestand ontstaat, gevoed door deuterium-fusie. Ook hier wordt niet meer gesproken van boson-interacties tussen wervels (nog wel binnen de wervels), maar in een mondelinge toelichting wordt een beeld opgeroepen van gekwantiseerde plasmagolven die in de wervels condenseren als in cavitonen en een zodanige ladingsscheiding veroorzaken dat de negatieve potentiaal in de wervel oploopt tot -511 kV. Het elektrische veld is dan zo sterk geworden dat positron creatie uit het vacuüm optreedt.

4. COMMENTAAR OP DE PUBLIKATIES

Uit bovenstaande recapitulatie blijkt dat het bolbliksem-model van Dijkhuis sinds 1980 een opmerkelijke evolutie te zien geeft. En passant hebben we al enkele punten aangegeven waarop het problemen oplevert. In deze paragraaf voegen we daar nog een aantal aan toe.

a. **Het artikel in Nature**

De magnetische dissipatietijd werd in de vorige paragraaf al geïntroduceerd. In vgl (1) heeft L de grootst mogelijke waarde als er één axisymmetrisch stroomcircuit in de bol past, zoals in een compacte torus of in de sferische wervel van Hill. In een cilinder met straal a bedraagt volgens een Bessel-functie model de grootste diffusielengte $L = a/2,4$. Voor toroïdale wervels kan men voor een eerste schatting de kleine straal van de torus als het equivalent van a nemen. Daarmee kan de uitsterftijd voor stroomcircuits die in een bol van gegeven straal moeten passen worden gemajoreerd door L gelijk te stellen aan $r/4$, als r de straal van de bol is. Stelt men $\sigma \approx 10^4 \text{ (ohm-m)}^{-1}$, als benadering voor een plasma met een temperatuur van $\approx 1 \text{ eV (} 10^4 \text{ K)}$, dan vindt men $\tau_m \approx 10^{-5} \text{ sec}$ voor $r = 0,05 \text{ m}$. In I stelt Dijkhuis $L = 2r$ hetgeen wijst op een ruim-gedimensioneerde stroomkring; het artikel is echter onduidelijk over de vorm van de circuits en de latere publikaties doen eerder denken aan microscopische wervels met L in de orde van de Debye-lengte. Dit leidt tot een nog veel kortere uitsterftijd.

Uiteraard maakt de keuze van L geen verschil als het medium supergeleidend is; het idee dat conglomeraties van ladingsdragers, zoals optreden in turbulente plasma's, het geleidingsvermogen doen toenemen is evenwel moeilijk te verdedigen: turbulentie veroorzaakt een versterkte

Coulomb-wisselwerking. De resistiviteit schaalt als $m_e^{1/2} Z_e Z_i e^2$, (m_e is de massa van de negatieve ladingsdragers, Z_e het ladingsgetal daarvan, Z_i dat van de ionen) zodat clustering van elektronen zowel via m_e als via Z_e in de resistiviteit doorwerkt, zoals clustering van ionen dat via Z_i doet. Dit idee lijkt dan ook in de latere publikaties verlaten te zijn.

Hetzelfde lot onderging het beroep op boson-wisselwerking tussen wervels dat in I wordt gedaan om aan de viriaalstelling voor het daar nog heet veronderstelde plasma te ontkomen. Dit beroep heeft geen kracht omdat de collectieve snelheid in een wervel (in tegenstelling tot Coulomb-, exchange- en spin-interacties tussen deeltjes) in de conventionele viriaal is inbegrepen. Het lijkt niet aannemelijk dat een correcte kwantummechanische beschrijving van zulke collectieve structuren hieraan afbreuk kan doen. Omdat de condensatietemperatuur (3 K voor vloeibaar helium) schaalt als $n^{2/3} m^{-1}$, waarin n de dichtheid en m de massa van de bosonen is, wordt deze temperatuur zeer laag als verondersteld wordt dat de bosonen collectieve bewegingen (zoals in wervels) zijn.

Overigens is de vorming van gekwantiseerde filamenten welbekend bij supergeleiders en vloeibaar helium. In deze gevallen is de interactie tussen de wervelfilamenten echter afstotend, waardoor deze zich in een hexagonaal rooster ordenen. Voor aantrekkende krachten tussen de wervels van I ontbreken zelfs kwalitatieve argumenten.

In wat een model voor een fusiereactor met een plasma van 10^8 K pretendeert te zijn, verwacht men een indicatie van hoe gedacht wordt dat problemen als verhitting, warmtetransport, stralingsverlies, magnetohydrodynamisch evenwicht en stabiliteit kunnen worden aangepakt. In de eerste publikatie, I, in Nature en ook daarna zijn deze vragen onbeantwoord gebleven, maar intussen heeft het model zich ontwikkeld in de richting van een koud plasma met hoge, niet-gethermaliseerde ionensnelheden in wervels.

b. Het artikel in Journal of Applied Physics

In het artikel II in Journal of Applied Physics verschuift de aandacht naar microscopische magnetische filamenten die zouden ontstaan door spontane oriëntatie van elektronenspins. Er worden twee termen uit de drukbalans van zo een filament aan elkaar gelijkgesteld:

$$n \mu_m B = B^2 / 2\mu_0 . \quad (2)$$

Vervolgens stelt Dijkhuis:

$$B = \mu_0 I / 2\pi R , \quad (3)$$

waarin I de kortsluitstroom en R de straal van de elektrode is en kiest hij voor n de metallische elektronendichtheid om te komen tot

$$I_{cr} = \text{constante} \times R . \quad (4)$$

Men kan echter uit de drukbalans, of uit de viriaalstelling, voor een "normaal" ($N_D \gg 1$) plasma in een axiaal-symmetrische kolom met B_r , E_ϕ , E_z , v_r , v_z , $\partial/\partial\phi$, $\partial/\partial z$, $\partial/\partial t$, alle = 0 afleiden:

$$\int \left(p + \frac{\rho v^2}{2} + \frac{B_z^2}{2\mu_0} \right) dV = \left(p_0 + \frac{B_0^2}{2\mu_0} - \frac{\epsilon_0 E_0^2}{2} \right) V , \quad (5)$$

waarin p de gas-kinetische (isotroop onderstelde) druk, ρ de massadichtheid, v de vloeistofsnelheid, en V het volume van een cilinder met $r = r_0$ voorstellen, terwijl de index o grootheden op het oppervlak van de cilinder aangeeft. Voor een zelf-opgesloten filament, met $B_{z0} = 0$, $p_0 = 0$, laat (5), zoals we in Par. 2 al opmerkten, geen ruimte. Immers, opsluiting met een koud extern plasma, d.w.z. door p_0 in het rechterlid, komt niet in aanmerking vanwege de magnetische of thermische dissipatietijd volgens vgl (1) of (6) terwijl opsluiting door een pinch effect, d.w.z. door een $B_{\phi 0}^2$ in het rechterlid, stuit op magneto-hydrodynamische instabiliteit. De vraag is dan waar het linkerlid van (2) vandaan komt.

Men kan gemakkelijk afleiden dat een intrinsiek magnetisch moment M_0 als correctie op het plasma-diamagnetisme, p/B , in de integrand van (5) een term $-M_0 B$ of $-n\mu_m B$ oplevert. Dit zou dan leiden tot een vergelijking als (2), echter met het \geq teken, en tot een kritieke stroomsterkte die geen drempelwaarde, maar een bovengrens is. Die conclusie willen we evenwel niet trekken, want ook ten aanzien van (3) kan men gemakkelijk argumenten bedenken waarom het $=$ teken een $>$ of $<$ zou kunnen zijn, terwijl het gelijkstellen van n met de metallische dichtheid (een punt waarop we hieronder nog terugkomen) ons evenmin overtuigt. Bovendien: met $I \approx 10^5$ A en $R \approx 10^{-2}$ m wordt $B \approx 1$ T en $\mu_m B \approx 10^{-4}$ eV, dus alleen bij cryogene temperaturen van belang. Daarbij nog in aanmerking nemend dat (4), zoals Dijkhuis zelf opmerkt, een kritieke stroom levert die evenredig is met de diameter van de elektrode, komen we tot ernstige twijfel over de theoretische rechtvaardiging voor de experimentele, technische en financiële inspanningen die Convectron zich getroost om de veronderstelde drempel van 150 kA te overschrijden.

Een ander punt van kritiek op dit artikel is, dat bij de berekening van de levensduur van een filament onder invloed van warmtegeleiding niet de straal van het filament ($\approx 10^{-8}$ m) maar de macroscopische afmeting van de vuurbol ($\approx 10^{-1}$ m) wordt gebruikt om de diffusielengte, L , in de vergelijking

$$\tau \approx \rho L^2 / 4 \mu \quad (6)$$

te schatten.

Een meer fundamentele kritiek kan, tenslotte, worden geleverd op de wijze waarop in II met de exchange-interactie wordt geopereerd en tot een bindingsenergie van $\sim 5 \times 10^{-2}$ eV per elektron in de paramagnetische toestand wordt geconcludeerd; dit terwijl de magnetische energie per elektron,

$$E_B = \mu_0 n \mu_B^2, \quad (7)$$

bij de aangenomen kritieke dichtheid, $n_{cr} \approx 10^{28} \text{ m}^{-3}$ slechts $\sim 10^{-5}$ eV bedraagt. De exchange-interactie en de Coulomb-interactie tussen elektronen worden in het algemeen berekend door bij gegeven positieve ladingsverdeling, onder verwaarlozing van de Coulomb-afstoting van de elektronen maar met inachtneming van het Pauli-principe, de golffuncties van de elektronen te berekenen. De afstotingsenergie tussen de elektronen kan dan bij benadering gevonden worden door de Coulomb-integralen uit te rekenen met deze benaderde golffuncties. De correctie in de afstotingsenergie als gevolg van de afhankelijkheid van de golffuncties van de spin oriëntatie is de exchange-energie. Voor een metaal is de afstand tussen de positieve ionen zo klein dat de bindingsenergie van de elektronen aan de ionen gecompenseerd wordt door de aantrekking van de aangrenzende ionen. De golffuncties zijn dan uitgesmeerd over het hele volume en de elektronen kunnen als vrije deeltjes in een doos behandeld worden. Onder deze omstandigheden geldt de door Dijkhuis gebruikte uitdrukking voor de exchange-energie.

Als het metaal nu, zoals Dijkhuis stelt, tien- tot duizendvoudig in volume expandeert dan moeten de Coulomb- en exchange-energieën opnieuw berekend worden door eerst de elektrongolffuncties te vinden die bij deze configuratie horen. Deze zullen in goede benadering gegeven worden door de atomaire golffuncties. Omdat deze exponentieel afvallen, wordt de overlap tussen de golffuncties en daarmee de Coulomb- en exchange-energie zeer klein. Het gebruik van de exchange-energie door Dijkhuis is inconsistent omdat onjuiste golffuncties gebruikt worden die ver boven de grondtoestand van de elektronen bij de aangenomen ionen-

dichtheid liggen. Bovendien bevat de gebruikte formule alleen de nul-puntsdruk en de exchange-energie, terwijl de Coulomb-afstoting weggelaten wordt.

c. **Het artikel in NTvN (B)**

In III wordt in een n - tegen T -diagram het gebied aangegeven, waarbinnen de filamenten van gecondenseerde elektronen zouden bestaan. Dit gebied zou niet alleen bereikbaar zijn van de kant van het metallische plasma (zij het nu vanaf vloeibaar koper), maar ook vanuit het plasma van een bliksemschicht.

In Par. 2 hebben we al gewezen op effecten die in plasma's met weinig deeltjes per Debije-bol kunnen optreden. Het belangrijkste daarvan is de Coulomb-interactie in een gemiddeld neutraal plasma. Doordat elektronen een voorkeur hebben voor posities in de nabijheid van ionen, moet de kinetische druk, $p = nkT$, in eerste benadering worden gecorrigeerd met een factor $(1 - 1/18N_D)$, die blijkbaar pas bij $N_D \approx 1$ het gedrag van het plasma merkbaar gaat beïnvloeden. We willen de vorm die dergelijke termen in een Debije-plasma met $N_D \ll 1$ aannemen, buiten beschouwing laten, maar in plaats daarvan nagaan in hoeverre het gebied waarin "ongewone" effecten kunnen optreden, vanuit een atmosferisch plasma toegankelijk is.

Met behulp van:

$$3N_D = 4\pi n_e \lambda_D^3; \quad \lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 kT}{n_e e^2} \quad (8a,b)$$

(λ_D is de Debije-lengte, N_D is de Debije-parameter, ofwel het aantal elektronen in een Debije-bol) en

$$E_0 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 a_0} = 13,6 \text{ eV}; \quad a_0 = \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m_e e^2} = 0,53 \times 10^{-10} \text{ m}, \quad (9a,b)$$

(E_0 is de bindingsenergie van het waterstof-atoom, a_0 is de straal van de eerste Bohrse baan), kan men de Saha-vergelijking voor éénmaal geïoniseerd gas:

$$\frac{n_i}{n_0} = \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{n_e h^3} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (10)$$

herschrijven in dimensieloze grootheden:

$$6N_0 = \frac{\pi^{1/2}}{(6N_D)^4} \left(\frac{kT}{E_0}\right)^{9/2} \exp\left(\frac{E_i}{kT}\right) \quad (11)$$

waarin

$$6N_0 = 8\pi n_0 a_0^3 = 3,725 \times 10^{-30} n_0 \quad (12)$$

en N_0 het aantal atomen in een bol met straal a_0 voorstelt. De temperatuurafhankelijkheid levert een minimum voor de neutrale gasdruk, $p_0 = n_0 kT$, bij $kT/E_i = 2/11$, waar wegens $(2e/11)^{11/2} \sqrt{\pi} = 0,0367$:

$$n_0 \approx \frac{10^{28}}{(6N_D)^4} \left(\frac{E_i}{E_0}\right)^{9/2} \quad [m^{-3}] \quad (13)$$

$$p_0 \approx \frac{4 \times 10^4}{(6N_D)^4} \left(\frac{E_i}{E_0}\right)^{11/2} \quad [bar]. \quad (14)$$

Blijkbaar is een hoge neutrale gasdruk vereist om in thermodynamisch evenwicht een plasma met lage Debye-parameter te krijgen. Voor waterstof ($E_i = E_0 = 13,6$ eV) en stikstof ($E_i = 14,5$ eV) ligt de $N_D = 1$ grens bij enkele tientallen bar en bij $kT \approx 2,5$ eV; maar ook voor atomaire koperdamp met $E_i = 7,7$ eV is de $N_D = 1$ grens bij 1 bar nog maar nauwelijks bereikbaar, en wel bij $kT = 1,4$ eV. Significante afwijkingen van de courante plasmafysische theorie, die gebaseerd is op $N_D \gg 1$, kunnen dus in thermische, atmosferische plasma's niet worden verwacht.

Het is bij dit alles trouwens zeer onduidelijk hoe een metaal rechtstreeks zou kunnen overgaan in de volledig geïoniseerde toestand. We merkten reeds op dat bij expansie van het rooster de elektronen in de atomaire grondtoestand overgaan, met andere woorden dat het metaal verdamppt, waarop zich in de dampfase een plasma ontwikkelt door ionisatie van metaal-atomen als gevolg van botsingen met thermische of in de kathodeval tot de ionisatie-energie versnelde elektronen. Dit mechanisme is niet verenigbaar met de door Dijkhuis geponeerde expansie in de plasma-toestand.

Al evenmin doorzichtig is de rol die plasmagolven zouden spelen bij het versterken van het elektrische veld in het filament. Blijkbaar wordt gedacht aan cavitonen, depressies in de elektronendichtheid in een sterk turbulent plasma, waarin plasmagolven worden "gevangen", die door middel van de ponderomotorische kracht,

$$\vec{F} = - \frac{e^2}{4m\omega^2} \vec{\nabla} E_{\sim}^2, \quad (15)$$

waarin ω en E_{\sim} de frequentie en de amplitude van het hoogfrequente veld zijn, drukevenwicht maken met het elektronengas. Vanwege de massa-afhankelijkheid werkt deze niet-lineaire kracht hoofdzakelijk op elektronen; de ionendichtheid stelt zich dan in volgens de Boltzmann-relatie zodat in een caviton een positieve potentiaal in de orde van de (ionen-) temperatuur ontstaat. Het hoogfrequente veld, en daarmee de oscillatie-amplitude van de resterende elektronen, heeft in het caviton een maximum. Dat met een dergelijk mechanisme een koud elektronenfilament kan worden samengedrukt, is aan twijfel onderhevig. Trouwens, ook het mechanisme van de excitatie van plasmagolven door geladen reactieproducten vraagt om nadere uitleg. In de plasmafysica zijn tal van instabiliteiten bekend, die kunnen ontstaan als de energiedichtheid in een anisotroop, niet-thermisch deel van een snelheidsverdeling (bij voorkeur een gerichte mono-energetische bundel) vergelijkbaar is met de thermische energie van de ionen of elektronen. Om een schatting te krijgen van de mogelijke orde van grootte van de dichtheid van geladen reactieproducten (^3H of ^3He) van DD-reacties in geïoniseerde lucht met verzadigde waterdamp kan men als volgt te werk gaan.

Uitgaande van atmosferische dichtheid - dit om de bol te laten zweven - en van natuurlijk waterstof met deuterium abundantie 1:6000, vindt men voor de deuterium-concentratie: $n_D \approx 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Het maximum van de reactieparameter, $\langle \sigma v \rangle$, ligt bij $E_D \approx 100 \text{ keV}$ en bedraagt $\langle \sigma v \rangle \approx 10^{-22} \text{ m}^3/\text{sec}$, zodat de produktiesnelheid

$$S = \frac{1}{4} n_D^2 \langle \sigma v \rangle \lesssim 10^{18} \text{ ion/m}^3 \text{ sec} . \quad (16)$$

Deze bronterm moet gecorrigeerd worden voor de fractie van de ionen die zich met hoge energie in de kernen van de wervels bevinden en voor de misschien afwijkende dichtheid aldaar. We laten zulke correcties achterwege omdat het wervelmodel daarover geen uitsluitel biedt. De reactieproducten dragen $\approx 10^{-12} \text{ Joule/ion}$, zodat de geschatte bronterm correspondeert met 10^6 Watt/m^3 . Dit lijkt bemoedigend zolang men over het hoofd ziet dat de druk daarbij $> 10^7 \text{ bar}$ is. Met een afremtijd van $\approx 10^{-8} \text{ sec}$ voor MeV-ionen in lucht, vindt men bovendien slechts een energiedichtheid in de reaktieproducten van 10^{-2} J/m^3 en wel in een isotrope ionenpopulatie met een brede snelheidsverdeling, namelijk het "slowing-down" spectrum. Dit moet dan worden vergeleken met de energiedichtheid van het achtergrond-plasma waarin de golven geëxciteerd moeten worden. Ook daarover geeft het wervelmodel geen uitsluitel. Volgens de Saha-vergelijking zou echter een plasma van 7000 K en atmosferische dichtheid

$\sim 10^4 \text{ J/m}^3$ in het elektronengas bevatten. Al met al lijken de condities voor het exciteren van plasmagolven, laat staan voor het optreden van sterke turbulentie, in dit model of varianten erop moeilijk te vervullen.

d. Het emissie-prospectus

In IV wordt gesteld dat de negatieve potentiaal in de elektronenfilamenten oploopt tot -511 kV. Evenals in III en in een mondelinge presentatie wordt de ladingsscheiding toegeschreven aan Bose-Einstein condensatie. Hierbij blijft onduidelijk wat de bosonen zijn die condenseren (in I waren dit nog macroscopische wervels). De elektronen zouden als paren een boson kunnen vormen (als in supergeleiding) maar een voor paarbinding verantwoordelijke interactie wordt niet aangegeven. Bovendien is de paarbinding strijdig met de geponeerde ferromagnetische toestand van de elektronen. De condensatie van plasmonen in turbulente plasma's kan tot lokale verlagingen van de elektronendichtheid (cavitonen) leiden, maar niet tot het opsluiten van elektronen. Wellicht ten overvloede: een lokaal verhoogde dichtheid van elektronen wordt tegengewerkt door hun Coulomb-afstoting. Als deze gecompenseerd wordt door de ionen mee te laten condenseren in filamenten ontbreekt het drukevenwicht voor de ionen.

Al met al is Bose Einstein condensatie zelfs als verbaal argument niet houdbaar. Nog minder is de bewering dat filamenten bestaande uit elektronen met een diameter van een elektron Compton-golflengte een potentiaal krijgen van -511 kV, gelimiteerd door positroncreatie uit het vacuüm, aannemelijk te maken. Onder deze omstandigheden is de nulpuntsenergie van de elektronen gelijk aan hun rustmassa. De veldsterkten nodig voor positroncreatie zijn van de orde van 10^{18} V/m , wat correspondeert met een elektrische druk van 10^{20} bar . Deze extreme drukken en energieën worden niet plausibel gemaakt. Het is op dit moment nog niet duidelijk of positroncreatie inderdaad optreedt in zware ionenbotsingen bij hoge energie waarbij een compound-kern met $Z \approx 180$ gevormd wordt. Het is wel duidelijk dat de Coulomb-afstoting onder deze omstandigheden alle andere krachten domineert.

De negatief geladen filamenten zouden ionen aantrekken, maar niet zelf aan ionenbombardement blootstaan omdat die deeltjes in cirkelbanen rondom het filament bewegen. Daarbij zouden volgens IV "snelheidsverschillen optreden die fusiereacties tussen lichte kernen onvermijdelijk maken". Blijkens mondelinge toelichting gaat het hier om verschillende

soorten deeltjes die in het centripetale veld een omloopsnelheid krijgen die voldoet aan:

$$mv^2/r = Ze E(r) \quad (17)$$

dus afhangt van de lading tot massa-verhouding. Afgezien van de overweging dat dit mechanisme niet bevorderlijk is voor de DD-reactie, die geacht wordt de energetische bolbliksems in stand te houden, rijzen er vragen omtrent de structuur van de wervels. Men kan zich in het koude plasma, waar de deeltjes een kleine vrije weglengte hebben, een collectieve rotatie voorstellen. De omloopsnelheid zou supersonisch moeten zijn opdat de dichtheid in de kern laag genoeg wordt om daar een botsingsarm plasma toe te laten. Als daar een potentiaalput van de orde van 100 kV zou bestaan (veroorzaakt door een elektronen-filament), zouden ionen uit het roterende koude plasma naar binnen kunnen worden gezogen en worden versneld tot fusie-energie.

In deze theorie ontbreekt een uitwerking van de energie-inhoud en de vermogensbalans van het plasma, bij voorbeeld van het energieverlies van de circulerende ionen door emissie van elektromagnetische golven, waardoor de ionen uiteindelijk in de filamenten zouden vallen. Ook andere problemen met de vorming van die filamenten even terzijde stellend, merken we op, dat het evenwicht van de elektrische krachten op een geladen draad of filament in een coaxiale mantel instabiel is in de zin dat een kleine excentriciteit een onbalans veroorzaakt die het filament naar de mantel trekt. Een andere moeilijkheid met dit model is dat de ionen, om te kunnen reageren, relatieve snelheden corresponderend met een botsingsenergie van minstens enkele tientallen keV moeten hebben. De reactie-opbrengst van een gerichte bundel in een plasma wordt in de thermonucleaire literatuur behandeld onder het hoofd "two-component plasma". In het gunstigste geval, 100 keV T-ionen in een (schoon!) D-plasma of omgekeerd, is de conditie voor energiewinst: $T_e \geq 5$ keV. Het dominerende verliesproces is dan energieoverdracht van ionen naar elektronen. Als men dat mechanisme kwijt zou kunnen raken door ionen en elektronen te scheiden, zoals in het "Migmatron" voorstel uit 1971, blijven ionen-ionen botsingen over die de snelheidsverdeling verstoren. Met enig voorbehoud kan men stellen dat relatieve snelheden door verstrooiende botsingen worden gethermaliseerd op een veel kleinere tijdschaal dan die voor reacties. Met een min of meer gethermaliseerde snelheidsverdeling van de ionen in de wervelkern moet men echter verwachten dat die ionenpopulatie zeer snel zijn warmte-inhoud verliest door geleiding naar het koude buitenplasma. Het voorbehoud waarop hierboven

werd bedoeld, is dat bij zeer hoge ionen-energie de Rutherford-verstrooiingsdoorsnede kleiner kan worden dan de werkzame doorsnede voor b.v. de DD-reactie. Voor deuterium in lucht echter overheerst in elk geval de verstrooiing.

Aandacht verdient tenslotte de wijze waarop in III en, sterker nog in IV, pag. 4 de uitkomsten van ref. (10) worden gepresenteerd. In het aangehaalde artikel zou

"de vorming van neutronen met energieën kenmerkend voor fusiereacties van atmosferisch deuterium, en in voldoende aantallen om de gemiddelde bolbliksem met fusie-energie in stand te houden"

zijn aangetoond.

Shah et al. hebben echter de energie waarmee de door hen geregistreeerde neutronen waren uitgezonden niet gemeten en ze vatten hun conclusies als volgt samen:

"Here we present the first experimental evidence that neutrons are generated in lightning discharges, with 10^7 - 10^{10} neutrons per stroke. Whether these neutrons are thermonuclear in origin, or are generated by non-thermal processes, remains to be determined".

Merk op dat 10^7 - 10^{10} fusineutronen een reactie-energie van 10^{-5} - 10^{-2} Joule vertegenwoordigen. Overigens was het experiment van Shah e.a. opgezet voor het toetsen van een voorspelling van de neutronenopbrengst op grond van een conventioneel model voor de bliksem en wordt in het artikel van deze auteurs niet over bolbliksem gesproken. Behalve thermonucleaire DD-reacties zijn er concurrerende mechanismes denkbaar om in sterke ontladingen neutronen te produceren; sterker: zulke mechanismes zijn maar al te goed bekend uit het thermonucleaire onderzoek. Bij instabiliteit van het ontladingskanaal kunnen lokaal en momentaan sterke inductieve velden optreden waarin ionen en elektronen versneld worden zodat (D,n) of (e,n) reacties met diverse kernen kunnen optreden. En ook gezien de potentiaalverschillen in de orde van 10^8 V, die bij onweerswolken optreden, zou de produktie van MeV-ionen en elektronen niet verwonderlijk zijn.

Dat de neutronenproduktie in verband mag worden gebracht met het soort processen dat in het Convectron-model van de bolbliksem wordt gepostuleerd, vindt geen steun in de publikatie van Shah e.a. In dezelfde context wordt een ander (ongepubliceerd) intern rapport, dat wij aan Dijkhuis toezonden, eveneens onjuist en misleidend geciteerd.

5. COMMENTAAR OP HET CONVECTRON-PROJECT

In het voorafgaande is gewezen op een groot aantal inconsistenties, fouten en tegenstrijdigheden in de gepubliceerde bronnen van het Convectoron-project. Voor normaal wetenschappelijk gebruik zouden deze meer dan voldoende zijn om gegronde twijfel te hebben aan de theoretische onderbouwing van het project. Hieronder wordt uiteengezet waarom de modellen ook als speculatieve theorie niet voldoen.

Voor een speculatieve theoretische verklaring van onbegrepen fenomenen is inconsistentie en strijdigheid met bekende natuurwetten in eerste instantie niet zo belangrijk, als daar een sterk verklarend vermogen van bekende feiten tegenover staat. Van de karakteristieke eigenschappen van de bolbliksem (bolvorm straal, dichtheid, levensduur en luminositeit) wordt alleen de bolvorm verklaard, en dit alleen in het eerste model van Dijkhuis. De straal is willekeurig en de dichtheid moet gebruikt worden om parameters van het model vast te leggen. De levensduur wordt in het tweede model wel correct voorspeld maar dit is niet relevant omdat een foute schaallengte gebruikt wordt en omdat snellere vervalprocessen genegeerd worden. Bovendien wordt voor commerciële doeleinden in het hierop volgende model een oneindige levensduur gesuggereerd. Over de luminositeit van bolbliksems tenslotte heeft geen van de modellen iets te zeggen, en voor de hand liggende pogingen dit wel te doen leiden tot resultaten die strijdig zijn met het bekende gedrag van bolbliksems. Ook andere, minder eenduidig vastliggende eigenschappen van bolbliksems worden door het model voorspeld noch verklaard.

Bovendien moet de theoretische ontwikkeling van de opeenvolgende modellen negatief beoordeeld worden. De basisaannname van fusie maakt het noodzakelijk energetische ionen op te sluiten. Hiervoor worden macroscopische quantumeffecten geponeerd. In eerste instantie werd hiermee een dicht en heet (thermonucleaire temperatuur en druk) plasma opgesloten. Dit model heeft enige kwantitatieve inhoud, er is b.v. nog een drukbalans, maar is niet houdbaar o.a. wegens te grote verliezen. Het werd vervangen (onder behoud van de thermonucleaire claim)²⁾ door een koud plasma met filamenten zonder hoogenergetische ionen. Om toch weer bij fusie uit te komen werden in de volgende fase ^{3,4)} ladingsscheiding en geordende ionenbewegingen in sterke elektrische velden geponeerd. Deze fase is voornamelijk verbaal en niet als uitgewerkt model aanwezig.

Al met al loopt de ontwikkeling van min of meer gedefinieerde modellen met bezwaren, naar modellen die steeds verbaler worden en meer ad hoc aannames bevatten om aan voor de hand liggende tegenwerpingen te ontkomen en om toch nog fusie in het model te houden. Wat nog rest is het negatieve argument dat een andere verklaring voor de bolbliksem ontbreekt. Dit lijkt ons niet sterk omdat er wel een aantal theorieën bestaan die tenminste deelaspecten van de bolbliksem kunnen verklaren. Omdat het Convectoron-model geen verklaring voor de meeste waargenomen eigenschappen van de bolbliksem levert is het geen verbetering ten opzichte van andere modellen van de bolbliksem.

Het schakelvuurbol-experiment is wel te verdedigen op alleen experimentele gronden. Het bestaan van de schakelvuurbol is plausibel op grond van eerdere experimenten en mogelijk bestaat er verband tussen de vuurbol en de bolbliksem. Een reproduceerbare produktie van vuurbollen maakt het verschijnsel toegankelijk voor systematisch onderzoek. Door de ontwikkeling die het theoretisch model heeft doorgemaakt en de aanvechtbare gronden waarop het in verband wordt gebracht met kernfusie wordt evenwel twijfel gewekt omtrent de vraag of Convectoron in staat zal zijn adequaat het karakter van de eventuele schakelvuurbol vast te stellen.

6. CONCLUSIES

- a. Het idee dat kernfusie in significante mate optreedt in bolbliksems heeft geen experimentele of theoretische basis.
- b. De modellen van Dijkhuis geven voor de waargenomen eigenschappen van bolbliksems geen of hoogstens een onvolledige verklaring.
- c. Deze modellen zijn intern, met elkaar en met grote stukken goed bekende fysica strijdig.
- d. De wijze waarop Convectoron o.a. het werk van Shah e.a. citeert is misleidend.

Een samenvatting van dit rapport is elders gepubliceerd¹¹).

Dit onderzoek werd verricht in het kader van het associatiecontract van Euratom en de "Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie" (FOM) met financiële steun van de "Nederlandse Organisatie voor Zuiver-Wetenschappelijk Onderzoek" (ZWO) en Euratom.

REFERENTIES:

- 3) G.C. Dijkhuis; "Het fase-diagram van bolbliksem: model en toetsing".
Ned. Tijdschr. Natuurkd. B51 (1985) 125.
- 1) G.C. Dijkhuis; "A model for ball lightning".
Nature 284 (1980) 150.
- 2) G.C. Dijkhuis; "Threshold current for fireball generation".
J. Appl. Phys. 53 (1982) 3516.
- 4) Prospectus Convectron N.V., oktober 1985.
- 5) W.N. Charman; "Ball lightning".
Physics Reports 54 (1979) 261.
- 6) D. Finkelstein and J. Rubinstein; "Ball lightning".
Phys. Rev. 135A (1964) 390.
- 7) P.A. Silberg; "A note on the formation of the fireball plasma".
J. Appl. Phys. 49 (1978) 1110.
- 8) P.L. Kapitsa; "The nature of ball lightning".
Physics Laboratory, Academy of Sciences of the USSR.
Translated from Doklady Akademii Nauk SSSR.
101 (1955) 245.
- 9) A.E. Pozwolski; Indian J. Meteorol. Hydrol. and Geophys. 28 (1977)
74.
- 10) G.N. Shah et al.; "Neutron generation in lightning bolts".
Nature 313 (1985) 773.
- 11) C.M. Braams en J.J. Lodder; "Dwaalwegen in het fase-diagram".
Ned. Tijdschr. Natuurk. B51 (1985) 151.