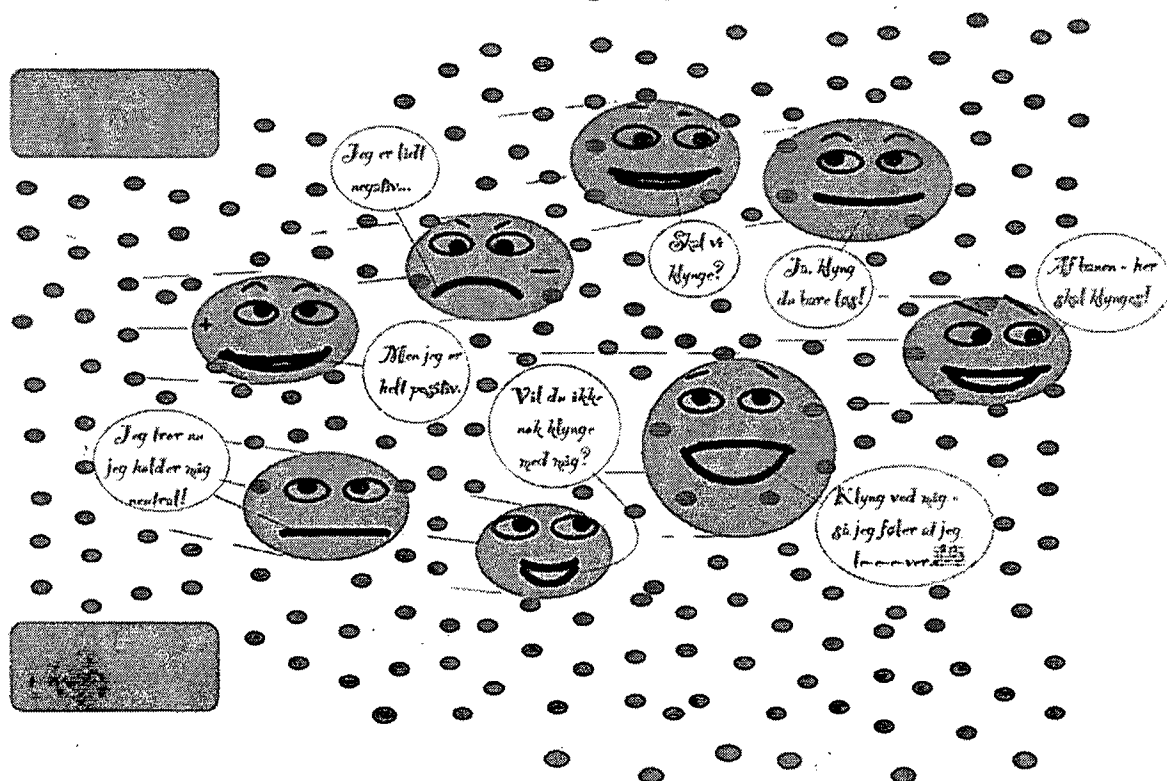


Klyngedannelse i en hulkatode- forstøvningsproces



Sebastian Horst

TEKSTER fra

IMFUFA

ROSKILDE UNIVERSITETSCENTER
INSTITUT FOR STUDIET AF MATEMATIK OG FYSIK SAMT DERES
FUNKTIONER I UNDERVISNING, FORSKNING OG ANVENDELSER

IMFUFA, Roskilde Universitetscenter, Postboks 260, DK-4000 Roskilde, Danmark

Klyngedannelse i en hulkatode-forstøvningsproces

af: Sebastian Horst

Vejledere: Jørn Borggren, NBI, KU, Niels Boye Olsen, IMFUFA

IMFUFA-tekst nr. 346/98 80 sider

ISSN 0106-6242

Abstract:

Projektet handler om dannelsen af kobberklynger i en hulkatode-forstøvningskilde hvor betydningen af en anode for første gang undersøges. Der er arbejdet teoretisk med beskrivelsen af dannelsesprocessen som undersøges med en vækstmodel. Modellen forudsiger en klyngestørrelsesfordeling som indeholder forholdsvis mange store klynger. Dette undersøges og bekræftes i forskellige eksperimenter. Anoden viser sig at have stor betydning for karakteren af de målte klynger. Det er muligt at ændre klyngernes ladningsfordeling fra overvejende at bestå af positivt ladede klynger til også at indeholde en stor brøkdelen negativt ladede. Det har ikke været muligt at ændre massefordelingen ud over en størrelsesorden. Et anodepotentiale på +4V viser sig gennemgående at kunne give den højeste intensitet af den målte klyngestørrelse.

Klyngedannelse i en hulkatode-forstøvningsproces

Rapport for et eksperimentelt,
intern-fagligt projekt udført af

Sebastian Horst

Vejledere:

Jørn Borggreen, NBI, KU
Niels Boye Olsen, IMFUFA

IMFUFA
Roskilde Universitetscenter

Januar 1998

Forord

Dette projekt er udført på Ørsted Laboratoriet, Niels Bohr Instituttet i løbet af 1997 som et eksperimentelt, intern-fagligt såkaldt "lille" projekt svarende til $\frac{1}{3}$ modul ved fysikstudiet på Roskilde Universitetscenter.¹

I løbet af projektet har mange mennesker ydet en stor hjælp og på den måde gjort projektet muligt. Først og fremmest en stor tak til Luise Theil Hansen hvis erfaringer med klyngekilden har været en uvurderlig hjælp i projektet. Dernæst en stor tak til Henrik Rasmussen for hjælp med computere og til Anders Madsen i forbindelse med unix-computeren. Tak til Hugh Grimley og Alexis Hammer Sørensen for gode diskussioner og ligeså til Jørn Vestergaard og Sven Bjørnholm, som altid har været meget interesserede i at høre om projektet. Endelig en stor tak til min vejleder på NBI, Jørn Borggreen, der altid var klar til at hjælpe, og til min RUC-vejleder, Niels Boye Olsen.

Sebastian Horst

¹I forhold til den eksaminerende projektrapport er der i nærværende IMFUFA-tekst udgave rettet trykfejl samt tilføjet appendiks D.

Indhold

Forord	iii
1 Indledning	1
1.1 Hvad er en klynge?	1
1.2 Produktion af klynger	3
1.3 Kort om klyngekilden	3
1.4 Problemstilling	4
2 Beskrivelse af klyngekilden og gasflow	7
2.1 Flow gennem katoden	7
2.2 Acceleration i skorstenen	10
3 Teori for klyngedannelse	13
3.1 Generelt om forstøvningsprocessen	13
3.2 Forstøvningsudbyttet i hulkatoden	18
3.3 Kondensation og klyngevekst	21
4 Forsøg med klyngekilden	31
4.1 Klyngernes hastighed	32
4.2 Afbøjning af klyngerne	33
4.3 Måling af klyngedeponering	36
4.4 Forsøgsresultater	37
4.4.1 Hatanoden	39
4.4.2 Skiveanoden	45
4.4.3 Netanoden	47

5 Diskussion	49
5.1 Vækstmodellens forudsigelser	49
5.2 Anodens betydning	49
5.3 Betydning af det elektriske felt kontra argonflowet	51
5.4 Konklusion	53
5.5 Det videre arbejde med klyngekilden	54
A Tegninger af klyngekilden	55
B Klyngevækst simuleret i MAT-LAB	57
C Kondensationskammeret simuleret i SIMION	61
D Alternativ udregning af klyngernes hastighed	67
Litteratur	69

Kapitel 1

Indledning

Dette kapitel er en kort introduktion til emnet klyngefysik og det arbejde der har ført til nærværende rapport.¹ Lad os starte med en nærmere karakteristik af det som det hele handler om.

1.1 Hvad er en klynge?

En klynge er en samling af atomer eller molekyler der i antal befinder sig på et mellemstadium mellem atomart stof og fast stof. Normalt bindes klynger sammen af elektriske kræfter i form af metalbindinger eller af Van der Waals'ke kræfter. Et eksempel på klynger fra vores hverdag finder man i sodpartikler i røgen fra et stearinlys eller vanddamp fra en kedel. Klynger repræsenterer dermed den første fase af dannelsen af fast stof ud fra stoffets mindste dele; atomer eller molekyler.²

Men klynger kan også i deres egenskaber afvige fra stof med bulk-struktur. I 1981 opdagede Ekkard Rehnagel og hans medarbejdere i Tyskland at klynger af ædelgasatomer vokser som koncentriske skaller.³ Det var meget overraskende eftersom man tidligere havde troet at små mængder stof havde samme krystalstruktur som i faststoffasen. Man fandt nu at den geometriske opbygning af atomerne i klyngen var afgørende for en klynge's stabilitet.

¹For at undgå at irritere læseren unødigt skal jeg med det samme oplyse at rapporten er kommitteret efter de nye kommaregler.

²En almen introduktion til klyngefysik findes i [Sugano, 91]. En mere omfattende gennemgang kan findes i [Haberland, 94].

³[Echt *et al.*, 82].

W. D. Knights gruppe kunne i 1984 måle natriumklyngers massespektrum som tydeligt viste at klynger med bestemte antal af atomer — de såkaldte magiske tal; $N = 8, 20, 40, 58, \dots$ — var langt hyppigere og derfor mere stabile end klynger med næsten samme masse.⁴ Dette afspejler at disse (små) klynger har en skalstruktur analog til atomets, og at stabiliteten af klyngerne derfor afhænger af antallet af elektroner i klyngen.

Klyngedannelse har derfor grundvidenskabelig interesse. Ikke alene fordi vi her kan lære noget om stof på et mellemstadium, men også fordi vi muligvis kan lære hvordan fast stofs egenskaber opstår ved at lade små klynger vokse større og større.

Normalt skelnes mellem tre klyngestørrelser: små, mellemstore og store.⁵ Små klynger har egenskaber der afhænger så meget af klyngens specifikke størrelse og form, at det ikke er muligt at give nogen simpel og glat funktion for deres afhængighed af antallet af atomer. Mellemstore klynger har egenskaber der varierer kontinuert, men som stadig afspejler at klyngen er lille. Store klynger har egenskaber som nærmer sig egenskaberne for fast stof, og de har typisk en størrelse på 1–50 nanometer. De observerede klynger i dette projekt tilhører gruppen af store klynger, og jeg vil derfor ikke beskæftige mig mere med teorier for mindre klynger.

Klynger adskiller sig fra molekyler på to områder: struktur og sammensætning. Konventionelle molekyler har en specifik sammensætning og næsten altid en unik struktur. Det gælder ikke for klynger, som kan sammensættes af et hvilket som helst antal atomer, og som — i hvert fald større klynger — kan antage mange forskellige stabile strukturer. Ligesom atomer kan klynger miste eller opsnappe elektroner hvorved de bliver elektrisk ladede. Ladede klynger er nemmere at håndtere og derfor mere undersøgte end neutrale klynger fordi man kun for ladede klynger har effektive måder til at udvælge bestemte massestørrelser.

Klynger der består af flere grundstoffer, kaldes heterogene, hvorimod homogene klynger kun består af ét. I dette projekt skal vi kun beskæftige os med homogene klynger bestående af kobber. Disse klynger holdes sammen af metalbindinger på samme måde som kobber i fast form.

⁴[Knight *et al.*, 84].

⁵[Haberland, 94].

1.2 Produktion af klynger

Klynger kan dannes ved at slå dem direkte ud af det valgte materiale, eller man kan frembringe en gas af materialet og dernæst lade denne damp kondensere. Den mest anvendte og bedst forståede kildetype til frembringelse af klynger er "den supersoniske jet" hvor en atomgas af det ønskede klyngemateriale ekspanderer adiabatisk og isenthalpisk fra et højt tryk (typisk $10^4 - 10^7 \text{ Pa}$)⁶ gennem en lille dyse (diameter typisk 0,03mm–1mm) ud i (næsten) vakuum.⁷ Herved reduceres den tilfældige termiske bevægelse kraftigt, og det fører til kondensation af gassen og dermed klyngedannelse.

En anden effektiv type er en gas-kondensationskilde hvor klyngematerialet i form af en atomgas sendes ind i et langsomt flow af en bæregas, fx argon, ved et tryk på 50–500Pa. Det medfører at klyngematerialet køles og bremses ved sammenstød med bæregassen og samler sig i klynger. Processen kan sammenlignes med skydannelse i atmosfæren hvor vandmolekyler kun danner skyer hvis deres temperatur er tilstrækkelig lav og deres tæthed tilstrækkelig høj.

Der er flere måder at opnå en atomar gas af det ønskede klyngemateriale. En meget anvendt metode er opvarmning og derved fordampning fra overfladen, men denne metode er ikke anvendelig for tungt fordampelige metaller som fx kobber. Her må man tage andre midler i brug, og en løsning er at benytte sig af forstøvningsprocessen (sputtering). Den i projektet anvendte klyngekilde er netop en kombination af disse to principper: Forstøvning af kobber og kondensation af den overmættede damp.

1.3 Kort om klyngekilden

Princippet i kilden, som er tegnet i figur A.2 på side 55, kan beskrives på følgende måde: En bæregas af argon sendes gennem en hulkatode af kobber og videre ud i et større kammer — kondensationskammeret — hvor også en anode i form af en kobberring befinder sig.

Mellem hulkatoden og anoden er en potentialforskel på $\sim 320 \text{ V}$. Det medfører pga. de enkelte frie elektroner i argongassen at et plasma bestående af argonioner og elektroner bygges op mellem katoden og anoden. De positive argonioner der diffunderer ud af plasmaet vil accelereres mod katodevæggen og vil i nedslaget slå kobberatomer (og elektroner) løs. Disse kobberatomer,

⁶100Pa=1mbar.

⁷[Haberland, 94], s.208.

hvis tæthed er høj nok til at der er tale om en overmættet damp, vil føres med bæregassen og samtidig køles af den, hvorved kobberatomerne vil kondensere til klynger. På turen gennem plasmaet er der stor sandsynlighed for at klyngerne ioniseres pga. tilstedeværelsen af mange ioner og elektroner.⁸

Klyngerne føres med argonflowet ud af katoden og gennem kondensationskammeret. Det ender i en dyse (kaldet skorstenen) hvor både klynger og argonatomer accelereres kraftigt pga. trykfaldet mellem kondensationskammer og det efterfølgende 1. differentielle pumpekammer. I dette kammer spredes argonatomerne pga. deres ringe masse meget mere end klyngerne, hvilket gentages ved blænden mellem 1. og 2. differentielle pumpekammer. Ved denne proces opnås en veldefineret stråle bestående udelukkende af kobberklynger som herefter kan undersøges nærmere hvilket i dette projekt sker med en tykkelsesmåler der måler klyngedeponeringen på en kvartskrystal som masseændring pr. tidsenhed.

Klyngekilden blev oprindeligt konstrueret i 1993-94 uden en veldefineret anode — her fungerede kondensationskammerets vægge som anode på jord-potentiale. Denne version virkede på mange måder efter hensigten, men led af udladnings-ustabiliteter og var stærkt begrænset med hensyn til muligheden for at ændre på betingelserne for klyngedannelse. Intensiteten af klyngedeponeringen var heller ikke imponerende, men kunne øges med ca. en faktor 10 ved at placere to magneter på hver 0,5T uden på kondensationskammeret.⁹ Samtidig var visse resultater — især ladningsfordelingen af klyngerne — ikke reproducerbare. Kilden er derfor især blevet anvendt som klyngeproducent til undersøgelser af metalklynger deponeret på overflader.¹⁰

I et forsøg på at afhjælpe de nævnte problemer blev der umiddelbart inden starten af dette projekt indbygget en særskilt anode i kilden, og det viste sig hurtigt at både kildens effektivitet og stabilitet var bedret. Men nøjagtig hvad der var årsag til den faktiske klyngedannelse, og hvilken rolle anoden spillede, var stadig uklart. Dette leder os frem til herværende projekts problemstilling.

1.4 Problemstilling

Projektets problemstilling drejer sig om på hvilken måde det elektriske felt i og omkring klyngedannelsesområdet i en hulkatode-forstøvningsklyngekilde har indflydelse på klyngernes ladnings- og massefordeling.

⁸[Haberland, 94].

⁹Dette fænomen er endnu ikke er forklaret.

¹⁰Se [Busch, 97] og [Sørensen, 97].

Udgangspunktet er et ønske om at opnå en bedre beskrivelse af de fysiske processer som er styrende for klyngedannelsen netop i denne slags klyngekilde. Klyngekilder som den i projektet anvendte, har så vidt vides ikke tidligere været genstand for systematisk undersøgelse af den udførte art.

I projektets begyndelse viste der sig dog flere uforklarlige uregelmæssigheder i målingerne, og efter ca. 25 laboratoriedage og 2 intensive "problemløsningsdage" (med stor hjælp fra bl.a. Jørn Vestergaard), så jeg mig nødsaget til at ændre måleopstillingen og forkaste de hidtil opnåede målinger. Det viste sig at være en god idé, for herefter blev resultaterne langt mere entydige og reproducerbare. Det blev muligt systematisk at undersøge forskellige anodeopstillinger.

Fra starten var det svært at vurdere hvilke anode-konfigurationer der var de mest interessante at undersøge, dvs. hvilke parametre der havde indflydelse på ladnings- og massefordelingen af klyngerne. Derfor var det også svært at afgøre nøjagtig hvad den relevante teori for klyngedannelsen skulle bestå i. Jeg har derfor koncentreret mig om at opnå forsøgsresultater der kunne fortælle noget om de relevante parametre for klyngedannelsen. Jeg har altså ikke forsøgt at give en tilbundsgående beskrivelse af alle mulige former for forsøgskonfigurationer, ligesom målet ikke har været at nå frem til den mest optimale konfiguration mht. klyngernes ladnings- og massefordeling. Det har desuden undervejs været nødvendigt at bruge en del tid på udregning af størrelser der ikke direkte har noget med selve klyngedannelsen at gøre, men som ikke tidligere har været tilstrækkeligt beskrevet i publiceret litteratur.

I næste kapitel vil jeg beskrive klyngekilden og flowet af argon igennem den når der ikke er påtrykt spænding mellem anode og katode. Dette gøres for bedre at kunne karakterisere flowet og udregne forskellige talstørrelser der siden hen bliver brug for. I det efterfølgende kapitel beskriver jeg klyngedannelsen i den anvendte kilde teoretisk hvortil jeg anvender en model som undersøges med computersimuleringer. Kapitlet derefter handler om de udførte forsøg og deres resultater. Jeg slutter herefter af med en diskussion af projektets resultater og forslag til det videre arbejde med klyngekilden.

Kapitel 2

Beskrivelse af klyngekilden og gasflow

Dette kapitel er koncentreret om beskrivelsen af klyngekilden og flowet af argon gennem kilden. Jeg vil kun gå i detaljer i beskrivelsen af kilden hvor det er nødvendigt for dette projekt.¹ Undervejs i kapitlet udregnes forskellige talstørrelser som der bliver brug for sidenhen. I figur A.2 i appendiks A er vist en oversigtstegning af kilden.

2.1 Flow gennem katoden

Hulkatoden er et 51mm langt kobberør med en indre og ydre diameter på henholdsvis 3mm og 5mm. Røret fastklemmes i katodeblokken som både sørger for den elektriske forbindelse og vandkøling af katoden. Ved at benytte sig af et tyndt rør er det uhyre nemt at anvende forskellige klyngematerialer eftersom man blot skal skifte katoderøret til det ønskede materiale. Fra venstre side, jf. figur A.2, strømmer et konstant flow af argon ind gennem katoden, hvilket bestemmer trykket i kondensationskammeret. Når de to kapselpumper med ydeevner på henholdsvis 30m³/h og 16m³/h kører sammen med de to turbopumper med en ydeevne på hver 200ℓ/s, vil forholdet mellem tryk i de forskellige kamre typisk være som på figur A.2. Disse trykforhold giver mulighed for at beregne det maksimale totale masseflow, Q_{max} :

¹For en fuldstændig gennemgang af kildens opbygning og de overvejelser der førte til den specifikke udformning af kilden, fx geometri og materialevalg, henvises til [Nielsen, 96].

$$\begin{aligned}
 Q_{max} &= (P_1 \cdot 30\text{m}^3/\text{h}) + (P_2 \cdot 16\text{m}^3/\text{h}) \\
 &\quad + (P_3 \cdot 200\ell/\text{s}) + (P_4 \cdot 200\ell/\text{s}) \\
 &= 0,21\text{m}^3\text{Pa/s}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Masseflowet er i virkeligheden mindre pga. modstanden i pumperørerne. Ud fra længden og diameteren af pumperørerne samt antallet af knæk på rørerne² vurderer jeg at det effektive masseflow er $Q = 95\% \cdot Q_{max} = 0,20\text{m}^3\text{Pa/s}$.

Ud fra værdien af Q kan man udregne flowhastigheden i kondensationskammeret hvis trykket og tværsnitsarealet kendes. Fx vil flowhastigheden ved udgangen af katoden hvor trykket kan sættes lig P_{kond} være $v_{k-slut} = \frac{Q}{A_{kat}P_{kond}} \approx 113\text{m/s}$.

Men hvilken slags flow er der tale om? Traditionelt deles flow af gasser op i tre områder bestemt af forholdet mellem den fri middelvej λ og en karakteristisk længde a for systemet:

$$\begin{array}{ll}
 \lambda/a < 0,01 & \text{Viskøst flow} \\
 0,01 < \lambda/a < 1 & \text{Flow i overgangsområdet (Knudsen flow)} \\
 \lambda/a > 1 & \text{Molekylært flow}
 \end{array}$$

Den karakteristiske længde for flow i katoden er den indre diameter på $2r_k = 3\text{mm}$. Et fornuftigt udtryk for den fri middelvej for argon, λ_{Ar} , fås ved at betragte argon i hård-kugle modellen og med en Boltzmanns hastighedsfordeling. Dette giver:³

$$\lambda_{Ar} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{k_B T_{kat}}{P_{kat} \sigma} \tag{2.2}$$

hvor T_{kat} og P_{kat} er henholdsvis temperaturen og trykket i katoden, mens σ er stødtværsnittet som med en rimelig tilnærmelse kan sættes til $\sigma = \pi(2r_{Ar})^2 = 4,44 \cdot 10^{-19}\text{m}^2$, hvor $r_{Ar} = 1,88 \cdot 10^{-10}\text{m}$ er pakkeradius af argon.⁴ Trykket i katoden sættes til at være det lavest mulige, nemlig 250Pa som jo er trykket i kondensationskammeret. Temperaturen i katoden vurderes på baggrund af

²Den effektive ydeevne S_{eff} målt i ℓ/s udregnes som i [Leybold, 87] hvor $S_{eff} = (S_{max}^{-1} + C^{-1})^{-1}$, hvor C er ledningsevnen: $C = 135 \frac{d^4}{l_{eff}} \bar{P}$ med d som rørdiameteren i cm, l_{eff} som den effektive længde af røret (heri indgår antallet af knæk på rørerne), og $\bar{P}$ som et middeldtryk i røret.

³[Atkins, 94], s.40.

⁴[Israelachvili, 91].

målinger i [Nielsen, 96] til 700 K, og dette giver følgende udtryk for argons fri middelvej i katoden:

$$\lambda_{Ar} = 6,16 \cdot 10^{-5} \text{ m} \approx 0,06 \text{ mm} \quad (2.3)$$

Dette giver $\lambda_{Ar}/a = 0,02$ hvilket ligger i overgangsområdet, men da de 250 Pa er en nedre grænse, vil det reelle λ_{Ar} være større så flowet i katoden med god tilnærmelse kan regnes som viskøst flow. At der også er tale om laminart flow, ses af størrelsen af Reynolds tal:

$$Re = \frac{av_{k-slut}\rho}{\mu} \quad (2.4)$$

hvor $a = 3 \text{ mm}$. μ er den dynamiske viskositet som ved tabelopslag⁵ ved en temperatur inde i katoden på $T = 700 \text{ K}$ findes til at være $4,2 \cdot 10^{-5} \text{ kg/ms}$.⁶ Densiteten ρ kan udregnes ved at betragte argon som en idealgas hvilket giver os ligningen

$$\rho = m_{Ar} \frac{N}{V} = m_{Ar} \frac{P}{k_B T} \quad (2.5)$$

hvor m_{Ar} er massen af et argonatom, N er antallet af atomer i et volumen V , og k_B er Boltzmanns konstant. Ved et tryk på 250 Pa og en temperatur på 700 K giver det $\rho = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^3$. Dette giver $Re \approx 15$ hvilket er langt under grænsen for turbulent flow på $Re \approx 1000$.⁷

Der er altså tale om viskøst, laminart flow i katoden, men hvorledes ændrer trykket sig inde i katoden? Det er på nuværende tidspunkt desværre ikke teknisk muligt at måle trykket hverken i katoden eller lige hvor katoden starter. Derfor har jeg målt trykket ved argon-inlet, jf. figur A.2. Dette tryk er $P_i = 490 \text{ Pa}$ når $P_{kond} = 250 \text{ Pa}$. Radius af argontilførselsslangen er $r_{sl} = 2,5 \text{ mm}$, og da det er væsentligt større end radius af katoden, vil trykændringen mellem P_i og P_{kond} ikke være konstant, men ændres ved indsnævringen ved starten af katoden. Eftersom Q er konstant gennem hele dette subsystem, er det dog muligt at udregne trykket ved starten af katoden, P_s , ud fra Poiseuilles ligning der gælder for en viskøs gas strømmende i et rundt lige rør. Den er givet ved

⁵Handbook of Tables for Applied Engineering Science, tabel 1-14.

⁶Den dynamiske viskositet kan også udregnes ud fra ligningen $\mu = 0,499\rho v_T \lambda_{Ar}$, hvor $v_T = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_{Ar}}}$ er den termiske hastighed, jf. [Dushman & Lafferty, 62], s.28. Dette giver $\mu = 3,4 \cdot 10^{-5} \text{ kg/ms}$.

⁷[Bird *et al.*, 60].

$$Q = \frac{\pi r^4}{8\mu l} (P_2 - P_1) P_{gnm.snit} \quad (2.6)$$

hvor l er længden af røret, og P_2 og P_1 er trykket i henholdsvis starten og slutningen af røret. Hvis $P_{gnm.snit} = \frac{(P_2 + P_1)}{2}$, og længderne af slangen henholdsvis katoden er målt til $l_{sl} = 87\text{cm}$ og $l_{kat} = 51\text{mm}$, kan P_s findes:

$$\begin{aligned} \frac{\pi r_{sl}^4}{8\mu l_{sl}} (P_i - P_s) \frac{(P_i + P_s)}{2} &= \frac{\pi r_{kat}^4}{8\mu l_{kat}} (P_s - P_{kond}) \frac{(P_s + P_{kond})}{2} \\ \frac{r_{sl}^4}{l_{sl}} (P_i^2 - P_s^2) &= \frac{r_{kat}^4}{l_{kat}} (P_s^2 - P_{kond}^2) \\ \frac{P_s^2 - P_{kond}^2}{P_i^2 - P_s^2} &= \frac{r_{sl}^4 l_{kat}}{r_{kat}^4 l_{sl}} \\ P_s &= \sqrt{\frac{P_{kond}^2 + C P_i^2}{1 + C}}, \quad C = \frac{r_{sl}^4 l_{kat}}{r_{kat}^4 l_{sl}} \quad (2.7) \\ P_s &= 343\text{Pa} \end{aligned}$$

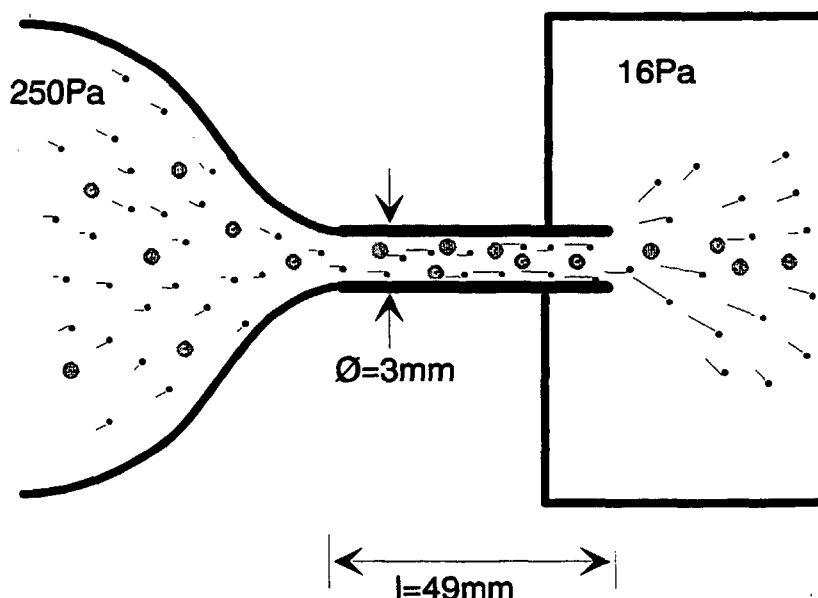
Trykket ændrer sig altså op igennem katoden med $\frac{(343-250)\text{Pa}}{51\text{mm}} \approx 2\text{Pa/mm}$. Selvom katoden er 51mm lang, foregår forstøvningen af kobber kun i den sidste halvdel. Dette kan ses ved gennemskæring af et brugt katoderør. Forstøvningen starter tydeligvis først midt i katoden, og materialetabet er størst ved munden ud mod kondensationskammeret. Jeg vil derfor fremover anvende et middeltryk i katoden på $P_k = 270\text{Pa}$ svarende til trykket 1cm fra munden.

2.2 Acceleration i skorstenen

På vej ud af kondensationskammeret accelereres argongassen gennem en dyse — eller skorstenen som den ofte kaldes. Denne acceleration bestemmer klynernes endelige hastighed pga. de mange sammenstød mellem argonatomer og klynger inde i skorstenen (se figur 2.1). Det er derfor meget vigtig at kende argongassens middelhastighed i skorstenen.

I tidligere arbejder⁸ anvendes en argonhastighed på $\sim 200\text{m/s}$ udregnet v.h.j.a. flowmålinger af argon gennem skorstenen. Der er flere måder at ud-

⁸[Nielsen, 96].



Figur 2.1 Tværsnit af kondensationskammeret, skorstenen og 1. differentielle pumpekammer.

regne argongassens endelige hastighed. En hurtig metode er at tage masseflowet $Q = 0,20 \text{ m}^3 \text{ Pa/s}$ og dividere med middeltrykket i skorstenen, som er $P_{sk} = \frac{P_{kond} - P_1}{2} = 117 \text{ Pa}$, og tværsnitsarealet af skorstenen $A_{sk} = \pi(1,5 \text{ mm})^2$, hvilket giver $\bar{v}_{Ar} \approx 250 \text{ m/s}$.

En anden metode er at benytte den tidligere anvendte Poiseuilles formel, jf. ligning 2.6, som divideret med middeltrykket og skorstenens tværsnitsareal giver

$$\bar{v}_{Ar} = \frac{r_{sk}^2}{8\mu l_{sk}}(P_{kond} - P_1) \approx 45 \text{ m/s} \quad (2.8)$$

hvor $l_{sk} = 49 \text{ mm}$ er længden af skorstenen, og $\mu = 3,0 \cdot 10^{-5} \text{ kg/ms}$ med en temperatur i skorstenen på $T = 400 \text{ K}$, hvilket er vurderet på baggrund af målinger i [Nielsen, 96] og egne erfaringer. Denne hastighed må ses som en absolut minimumsværdi eftersom vi befinder os i overgangsområdet mellem laminart og molekylært flow. Ligning 2.8 er derfor i princippet ikke gyldig.

Endelig kan man benytte at argonatomerne undergår en supersonisk ekspansion ved udgangen af skorstenen hvilket ses af forholdet mellem trykket i kondensationskammeret og 1. differentielle pumpekammer, $\frac{P_{kond}}{P_1} \approx 16$, der er

meget større end den kritiske værdi⁹ på

$$\left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left(\frac{4}{3}\right)^{5/2} \approx 2 \quad (2.9)$$

hvor $\gamma = \frac{5}{3}$ eftersom argon er en monoatomig gas. Det betyder at argons maksimale hastighed kan udregnes som¹⁰

$$v_{Ar,max} = \sqrt{\frac{2R}{M} \left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\right) T} = 645 \text{ m/s} \quad (2.10)$$

hvor M er molmassen på 40g, og $T = 400\text{K}$. Dette er den maksimale hastighed som kun opnås hvis gassen køles tilstrækkeligt. Det er ikke tilfældet, hvilket også er vist i [Hansen, 96], hvor argongassens eksperimentelt fundne hastighed ved 100K er 74% af $v_{Ar,max}$ ved 100K, hvilket overført på dette tilfælde giver en middelhastighed på $\bar{v}_{Ar} = 477\text{m/s}$. Dette er ikke en middelhastighed for argon i skorstenen, men for argon efter den supersoniske ekspansion. Denne hastighed kan derfor ikke anvendes som den afgørende for klyngeaccelerationen fordi klyngerne i ekspansionen ikke har tilstrækkeligt mange sammenstød til at opnå den, men dens størrelse bidrager naturligvis til klyngehastigheden. Jeg vil derfor i resten af rapporten anvende en middelhastighed for argon på $\bar{v}_{Ar} = 250\text{m/s}$.

Efter skorstenen er trykket faldet til $\sim 16\text{Pa}$, og med en temperatur i nærheden af stuetemperatur betyder det at $\lambda_{Ar} \approx 0,4\text{mm}$. Gennem de næste to blænder vil trykket falde yderligere helt ned til $P_3 = 0,1\text{Pa}$ i det 3. differentielle pumpekammer. Det giver $\lambda_{Ar} \approx 7\text{cm}$ hvilket betyder at vi nu kan regne med molekylært flow.

⁹[Miller, 88], s.1.

¹⁰[Miller, 88], s.5.

Kapitel 3

Teori for klyngedannelse

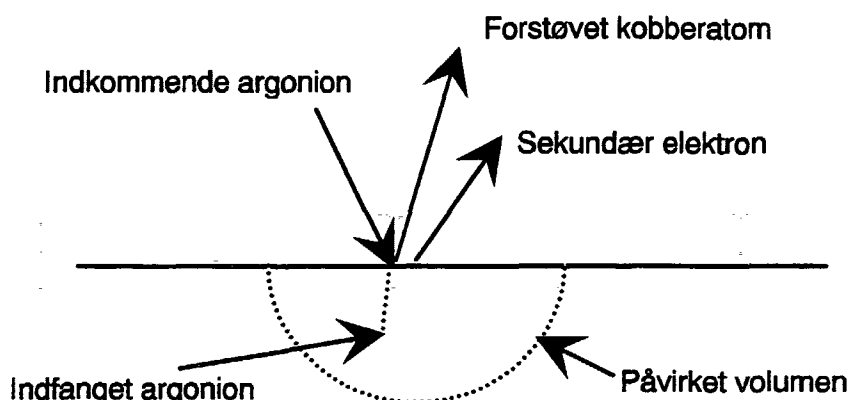
I dette kapitel vil jeg beskæftige mig med de for mit projekt relevante teorier for klyngedannelse. Jeg følger processen i klyngekilden og starter således med at beskrive forstøvningsprocessen hvor argonioner løsriver kobber fra katodeoverfladen. Dernæst handler det om kobberatomernes kondensation til kobberklynger af voksende størrelse, og hvad der sker når disse bevæger sig fra katoden ud i kondensationskammeret.

3.1 Generelt om forstøvningsprocessen

Forstøvningsprocessen - på engelsk sputtering - er i princippet en bombardering af en overflade med energirige ioner der herved løsriver atomer fra overfladen.¹ Princippet betyder at det er muligt at frembringe atomgasser med en vis tæthed af selv tungt fordampelige materialer. I dette tilfælde anvendes kobber fordi det er billigt og let tilgængeligt, men den aktuelle klyngekilde har også været anvendt til produktion af fx jern-, kobolt- og guldklynger.

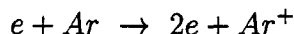
Det specielle ved det her anvendte apparatur er at der benyttes en hulkatode. Fordelen ved dette er et minimalt tab af materiale, men til gengæld kan det være sværere at forklare hvad der sker, og jeg vil derfor for klarhedens skyld midlertidigt beskæftige mig med to planparallelle elektroder med argongas imellem. Hvis man over elektroderne lægger en tilstrækkelig potentialeforskel, er det muligt at opbygge et plasma bestående af elektroner og positive argonioner. For at tænde plasmaet er ionisering af argon nødvendig, men da der altid befinder sig (næsten) frie elektroner - omend i ringe omfang - i

¹En introduktion til forstøvningsprocesser findes i [Sigmund, 93].



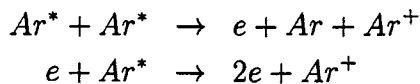
Figur 3.1 Skitsering af forstøvningsprocessen.

argongassen, vil processen gå i gang af sig selv. Feltstyrken mellem elektroderne vil accelerere de frie elektroner, hvilket kan føre til følgende ionisering af argon:



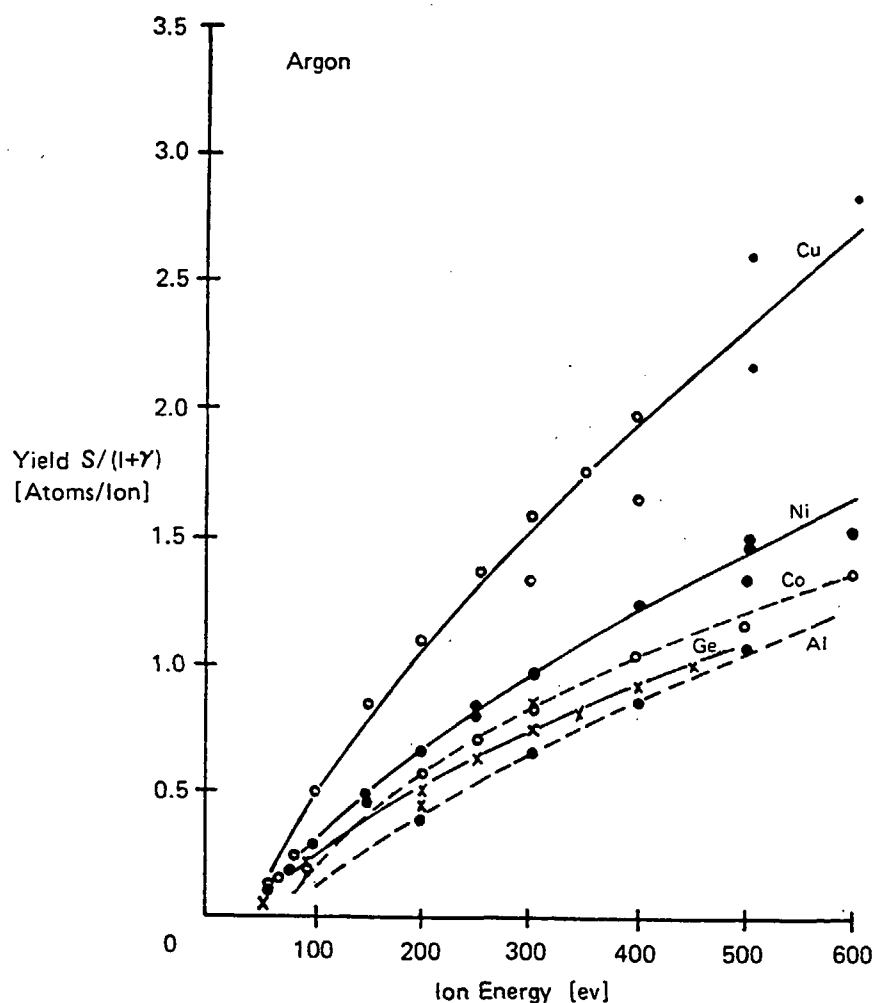
De betydende faktorer for at et plasma opbygges og stabiliserer sig er især trykket af argongassen eftersom et for lavt tryk betyder at der sker for få kollisioner mellem elektroner og argonatomer til at opbygge plasmaet, mens et for højt tryk formindsker den fri middelvej i en sådan grad at elektronernes kinetiske energi er for ringe til at ionisere argon, som har en ioniseringsenergi på 15,8 eV.

Den ovenfor nævnte ioniseringsproces er den hyppigste, men andre finder også sted:



hvor stjernen angiver metastabile tilstande af argon. De positive argonioner accelereres mod katoden hvor de – hvis de besidder tilstrækkelig energi – kan løsrive et eller flere atomer og elektroner fra katodeoverfladen (se figur 3.1). De løsrevne elektroner kaldes sekundære elektroner og udbyttet af disse, dvs. forholdet mellem elektroner og indkomne argonioner, er for kobber op til $\gamma \approx 3$.² De løsrevne atomer kaldes forstøvningsudbyttet og er i figur 3.2 vist for en række materialer som funktion af argonionernes kinetiske energi.

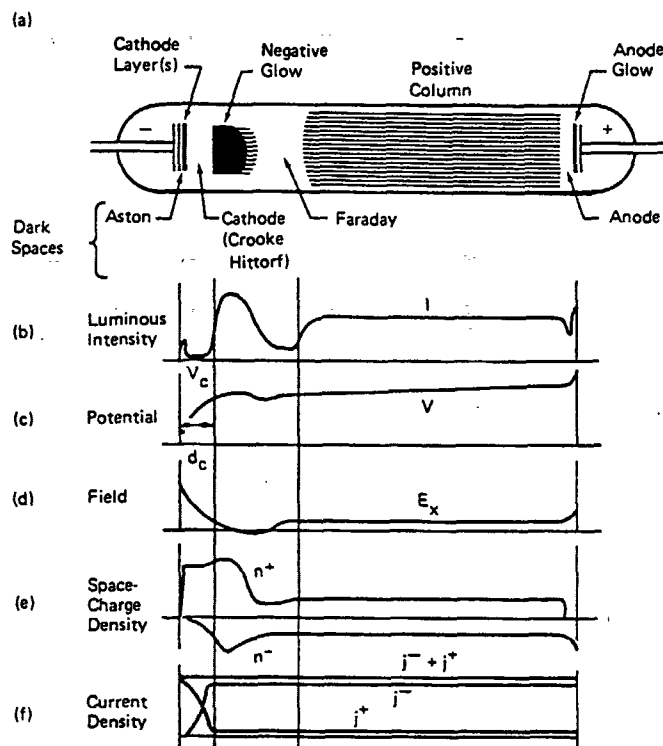
²[Chapman, 80], s.87.



Figur 3.2 Forstøvningsudbyttet for forskellige grundstoffer bombarderet med argonioner. Fra [Chapman, 80], s.380.

Et plasmas udseende afhænger af den eksperimentelle opstilling. Hvis afstanden mellem to plane elektroder er stor nok, kan man observere flere lysende områder adskilt af tilsvarende mørke områder ("Dark spaces"), se figur 3.3. De lysende områder skyldes exciterede atomers henfald under udsendelse af fotoner.

Som det ses er der mange forskellige regioner mellem katode og anode, men hvis afstanden mellem elektroderne mindskes, vil regionerne forsvinde en efter en fra højre af, indtil kun det negative område og regionerne til venstre herfor (jf. figur 3.3) er tilbage. Dette er den typiske situation i glødeudladningsprocesser (figur 3.4), og det er samtidig situationen i den anvendte hul-



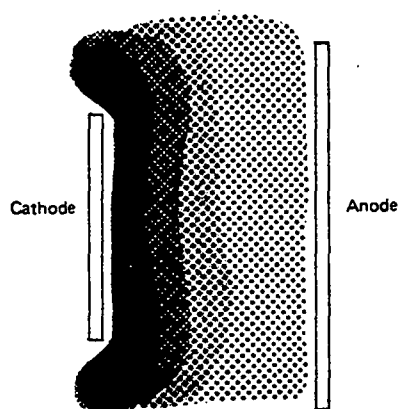
Figur 3.3 Skitsering af de forskellige områder i et plasma mellem planparallelle elektroder. Fra [Chapman, 80], s.79.

katodegeometri. Jeg vil derfor begrænse mig til at beskrive to regioner: selve plasmaområdet (svarende til *negative glow*) og Crooke's dark space (herefter benævnt det mørke område).³

Det mørke område vil afgrænse plasmaet i forhold til katodevæggen, og dets tykkelse er bestemt af den gennemsnitsafstand en fra katoden frigjort elektron behøver for at ionisere et argonatom. For at opretholde plasmaet må hver sekundær elektron ionisere et antal argonatomer svarende til den reciproke værdi af udbyttet af sekundære elektroner, dvs. $\frac{1}{\gamma}$. Som vi senere skal se er $\gamma \approx 0,05$ i vores tilfælde, og det betyder at der dannes mange elektron-ion par i plasmaområdet. Resultatet er at plasmaet er (næsten) neutralt udadtil, hvilket igen betyder at argonioner inde i plasmaet udelukkende bevæger sig som følge af diffusion og først ved begyndelsen af det mørke område accelereres mod katodevæggen.

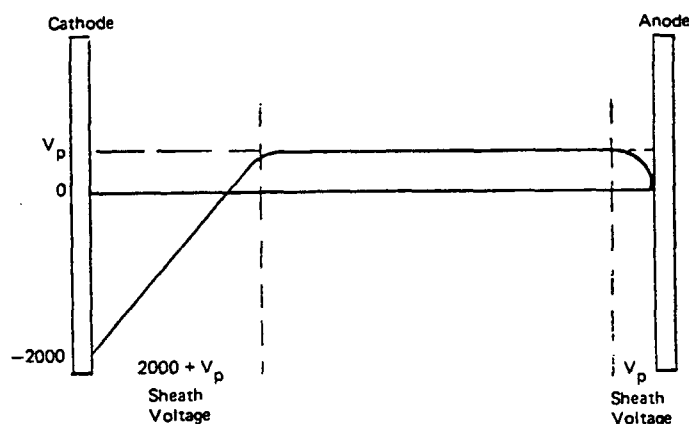
Som det ses på figur 3.5 stabiliseres plasmaet på et positivt potentiale hvilket skyldes at elektronerne i plasmaet er meget hurtigere end ionerne, og de har

³Området mellem *negative glow* og katodeoverfladen er i virkeligheden opdelt i flere mørke og lysende områder, som figur 3.3 også viser. Dette har dog ingen betydning her, og jeg betegner derfor hele området som mørkt.



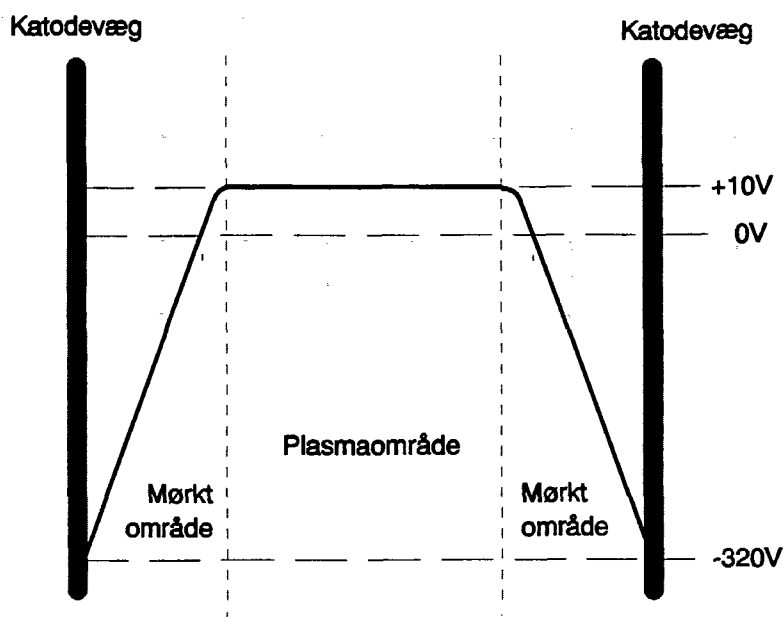
Figur 3.4 Skitse af udseendet af en udladning med kun to regioner: det mørke område og selve plasmaområdet. Læg mærke til at plasmaet skærmer katoden. Fra [Chapman, 80], s.80.

derfor større tilbøjelighed til at undslippe plasmaet end ionerne. For at undgå en sådan en udtynding opbygger plasmaet yderst et positivt potentiale som netop sørger for at bevare ladningsbalancen. Plasmapotentialet er typisk ca. +10 Volt over anodepotentialet.⁴



Figur 3.5 Snit af en plan katode og anode med potentialefordelingen indtegnet. Fra [Chapman, 80], s.81.

⁴[Chapman, 80], s.80.



Figur 3.6 Snit af hulkatoden med den radiale potentiafordeling.

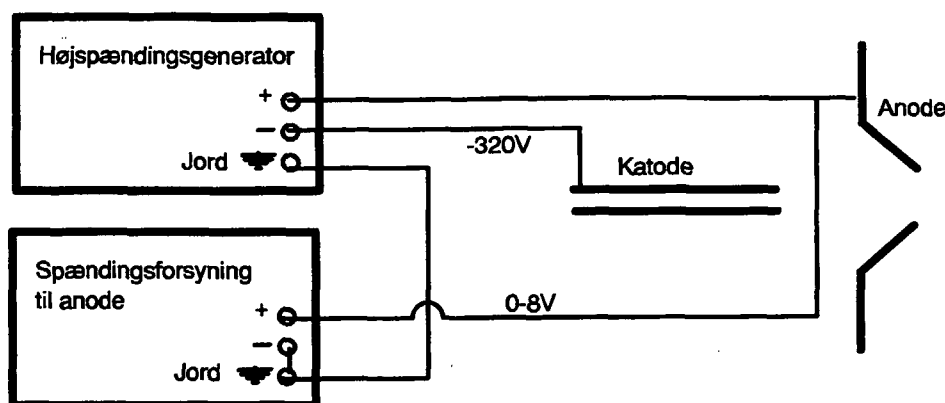
3.2 Forstøvningsudbyttet i hulkatoden

Når vi har at gøre med en hulkatode ser situationen lidt anderledes ud. En hulkatode kan sammenlignes med to plane katoder der placeres tæt sammen med et plasma imellem.⁵ I figur 3.6 er vist et tværsnit af potentialet i den anvendte hulkatode. Dette opnås med en elektrisk forbindelse som vist i figur 3.7.

For at finde forstøvningsudbyttet må man kende argonionernes energi umiddelbart før de rammer katodevæggen. En første tilgang er at gå ud fra at ionerne opnår en energi svarende til potentialeforskellen mellem katoden og plasmaet, dvs. typisk 330 eV. Men her er der ikke taget hensyn til energitab ved sammenstød, og denne værdi må altså betragtes som den maksimale ionenergi. En mere rimelig tilgang er at gå ud fra at argonionerne i minimum er i besiddelse af en energi svarende til en acceleration over den fri middelvej λ_{Ar} . Denne er meget lav eftersom trykket i katoden er forholdsvis højt, og blev i foregående kapitel ud fra ligning 2.2 på side 8 fundet til at være $\lambda_{Ar} = 0,06\text{mm}$. Dette er den fri middelvej for argonatomer, men da densiteten af argonioner i katodehulrummet i et plasma som dette er lav sammenlignet med densiteten af neutrale argonatomer,⁶ kan den fri middelvej for

⁵[Francis, 56], s.97.

⁶[Chapman, 80], s.51.



Figur 3.7 Skematisk tegning af de elektriske forbindelser mellem katode, anode, højspændingsgenerator og anode-spændingsforsyning. Kondensationskammerets vægge er jordforbundne.

argonionerne sættes lig den udregnede værdi.

Tykkelsen af det mørke område, d , kan regnes som ~ 5 gange elektronernes fri middelvej, λ_e .⁷ Ved at bruge ligning 2.2 og betragte elektronerne som punktladninger uden udstrækning (dvs. $\sigma = \pi r_{Ar}^2 = 1,1 \cdot 10^{-19} \text{m}^2$) udregnes denne til

$$\begin{aligned} \lambda_e &= \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{k_B T_k}{P_k \sigma} \\ &= 0,23 \text{mm} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Herudfra udregnes tykkelsen af det mørke område som $d \approx 5 \cdot \lambda_e \approx 1,2 \text{mm}$. Men d kan også udregnes ved direkte at anvende eksperimentelle data for det maksimale ioniseringstværsnit for argon som er $\sigma = 2,6 \cdot 10^{-20} \text{m}^2$.⁸ Herudfra kan udregnes en "ioniseringsmiddelvej" som netop er d :

$$d = \frac{1,381 \cdot 10^{-23} \text{J/K} \cdot 700 \text{K}}{\sqrt{2} \cdot 270 \text{Pa} \cdot 2,6 \cdot 10^{-20} \text{m}^2} \approx 1,0 \text{mm} \quad (3.2)$$

Begge værdier for d — der er i overensstemmelse med hinanden — er overraskende store og tyder på et forholdsvist tyndt plasma i katoden, hvilket ikke er i overensstemmelse med tidligere forestillinger om plasmaudseendet

⁷[Maissel, 70].

⁸[Chapman, 80], s.29.

i den anvendte kilde,⁹ men til gengæld i overensstemmelse med resultater observeret af andre i en hulkatode.¹⁰ Jeg vil i det følgende benytte værdien $d = 1\text{mm}$.

Det elektriske felt mellem plasmaoverfladen og katodeoverfladen i hulkatoden kan beskrives med en lineært voksende funktion af afstanden x regnet fra plasmaoverfladen:¹¹

$$E(x) = E_k \frac{x}{d} \quad (3.3)$$

hvor E_k er det elektriske felt ved katodeoverfladen på $E_k = 660\text{V/mm}$.¹² En enkeltladet positiv partikel vil i dette felt opnå en kinetisk energi som er $U_{kin} = e \int E(x) dx$. Eftersom argonionernes nedslagsenergi bestemmes af accelerationen over afstanden $\lambda_{Ar} = 0,06\text{mm}$ sluttende ved $x = d$, bliver minimumsenergien af en Ar^+ -ion der rammer katoden,

$$\begin{aligned} U_{kin} &= \frac{e E_k}{d} \int_{d-\lambda_{Ar}}^d x dx \\ &= 660\text{eV/mm} \cdot \frac{1}{2} [d^2 - (d - \lambda_{Ar})^2] \\ &\approx 38\text{eV} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Dette er en forholdsvis lav værdi eftersom grænseenergien for forstøvning af kobber er 17eV .¹³ Men da der er tale om en minimumsværdi for nedslagsenergien af argonionerne, betyder dette blot at forstøvningsprocessen her ikke er særlig effektiv, og at forstøvningsudbyttet derfor kunne være meget større. Argonionernes energi befinder sig altså i intervallet $38\text{--}330\text{eV}$ med en forsvindende lille del med en energi $\sim 330\text{eV}$. Jeg vurderer deres middelenergi til at være $\sim 100\text{eV}$, hvilket svarer til at ionerne i området $0 < x < (d - \lambda_{Ar})$ mister 80% af energien ved kollisioner med andre partikler. Argonioner med en middelenergi på ca. 100eV forstøver kobber med en sandsynlighed på $S = \frac{1}{4}$.¹⁴

Når kilden kører stabilt er det typisk med en strøm på $0,5\text{A}$, hvilket svarer til $\frac{0,5\text{C/s}}{1,602 \cdot 10^{-19}\text{C}} = 3,1 \cdot 10^{18}$ ladninger pr. sekund. Disse ladninger er fordelt på positive argonioner der rammer katoden, og elektroner der tillige med

⁹Se fx [Nielsen, 96], s.15 og [Holst *et al.*, 93], s.13.

¹⁰[Francis, 56], s.98.

¹¹[Francis, 56], s.91, 104 og 108. I denne kilde er det elektriske felt angivet som funktion af afstanden x fra katodeoverfladen: $E(x) = E_k(1 - \frac{x}{d})$.

¹²Dette ses af at integralet $\int_0^d E_k \frac{x}{d} dx$ skal være lig potentialefaldet på 330V hvilket betyder at $E_k = 330\text{V} \cdot \frac{2}{d} = 660\text{V/mm}$.

¹³[Chapman, 80], s.394.

¹⁴Denne sandsynlighed er vurderet på baggrund af flere eksperimentelle resultater specielt for lavenergiområdet der alle ligger i intervallet $S = [0, 2 - 0, 5]$ for $U_{kin} = 100\text{eV}$, jf. [Chapman, 80].

kobberatomerne bliver løsrevet fra katoden. Raten af disse sekundære elektroner med den aktuelle argonenergi er $\gamma \approx 1/20$,¹⁵ hvilket betyder at $19/20$ af stømmen til katoden skyldes positive argonioner.

Det giver i hulkatoden en forstøvningsrate af kobber på $F = \frac{1}{4} \cdot \frac{19}{20} \cdot 3,1 \cdot 10^{18} \text{ Cu/s} = 7 \cdot 10^{17} \text{ Cu/s}$. Denne værdi for F er i overensstemmelse med tidligere udførte massetabsmålinger af en tilsvarende klyngekilde, hvor der med en katode med en diameter på 5 mm og et tryk på 170 Pa blev fundet et massetab på ca. $3 \cdot 10^{17} \text{ Cu/s}$.¹⁶ Hvis man antager at Cu -atomernes flow-hastighed er den samme som argonatomerne (rimeligt når $\lambda_{\text{Ar} \rightarrow \text{Cu}} \ll$ flyvelængden i katoden), hvilket giver

$$v_{\text{flow}} = \frac{Q}{A_{\text{Kat}} P_k} = \frac{0,20 \text{ m}^3 \text{ Pa/s}}{\pi \cdot (1,5 \text{ mm})^2 \cdot 270 \text{ Pa}} \approx 105 \text{ m/s}, \quad (3.5)$$

hvor Q er masseflowet i katoden, kan tætheden af Cu -atomer — eller Cu -monomerer som man vil kalde dem hvis vi taler om klynger — i katodehulrummet skrives som

$$n_1 = \frac{F}{v_{\text{flow}} \cdot A_{\text{Kat}}} = \frac{F P_k}{Q} \quad (3.6)$$

$$\approx 8 \cdot 10^{20} \text{ Cu/m}^3$$

Denne tæthed fortæller os at vi har at gøre med en overmættet kobberdamp eftersom den svarer til et partielt tryk for kobber på $P_{\text{Cu}} = n_1 k_B T \approx 8 \text{ Pa}$ hvilket er meget større end fast kobbers damptryk ved 700K på $\sim 3 \cdot 10^{-16} \text{ Pa}$.¹⁷

3.3 Kondensation og klyngevækst

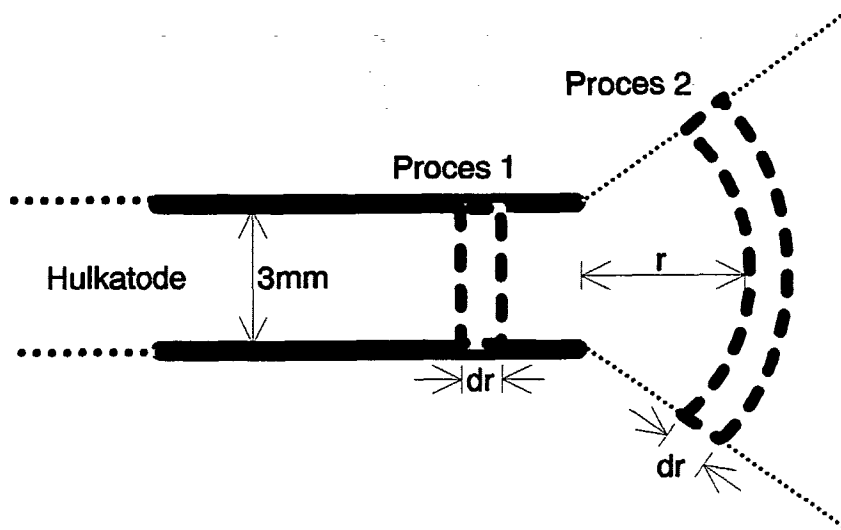
Som foregående afsnit viste, har vi i katoden at gøre med en overmættet damp af kobberatomer, hvilket vil føre til kondensation og dermed dannelse af klynger. Så længe vi befinder os inde i katoden (kaldet proces 1), vil der hele tiden tilføres flere kobberatomer til dampen. Når vi er uden for katoden (proces 2) vil tilførslen af kobber derimod være nul. I proces 1 vil tætheden af

¹⁵[Chapman, 80], s.87.

¹⁶[Nielsen, 96].

¹⁷[Smithells, 67], s.262.

kobbermonomerer være konstant, mens tætheden i proces 2 vil være faldende i takt med at klyngerne vokser større og større. I proces 2 vil alle tætheder samtidig falde fordi kobberdampen ekspanderer i kondensationskammeret (se figur 3.8).



Figur 3.8 To rumfang hørende til henholdsvis proces 1 og proces 2, se forklaring i teksten.

Dannelsen af klynger i både proces 1 og 2 kan udtrykkes som ændringen af tætheden af de enkelte størrelser af klynger. Dette gøres med følgende differentialligning som beskriver ændringen af tætheden n_i af klynger med i atomer.¹⁸

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} = & \sum_{k+l=i} C_{kl} n_k n_l S_{kl} - \sum_m C_{im} n_i n_m S_{im} \\ & + \frac{n_{i+1}}{\Gamma_{i+1}} - \frac{n_i}{\Gamma_i} - \left(\frac{n_i}{V} \right) \left(\frac{dV}{dt} \right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

Første led beskriver dannelsen af klynger med i atomer ved sammensmeltning af 2 mindre klynger med henholdsvis k og l atomer. Her er stødkoefficienten C_{kl} et mål for antallet af stød mellem klyngestørrelse k og l , og S_{kl} er vedhæftningskoefficienten, dvs. sandsynligheden for at klyngestørrelsen k og

¹⁸Denne måde at beskrive kondenseringen går i følge [Echt et al., 82] tilbage til en artikel af M. Smoluchowski fra 1918 (ligningen kaldes derfor nogle steder Smoluchowski-ligningen). Den præsenterede ligning er dog udbygget og fremtræder som i [Eastham, 96].

l bliver siddende sammen efter et sammenstød. Tilsvarende beskriver andet led tabet af klyngestørrelse i ved sammenstød mellem disse og andre klynger. Γ_i er levetiden for klyngestørrelse i indtil den henfalder ved emission af et enkelt atom (herved negligeres multiemission og fragmentation). I dette projekts beregninger ses der også bort fra indflydelsen af klyngehenfald, hvorved led 3 og 4 udgår af ligningen.¹⁹

Det sidste led i ligning 3.7 beskriver ændringen i tæthederne som følge af en eventuel rumfangsudvidelse, der jo er nul i proces 1, men ikke i proces 2. Eftersom jeg ikke er interesseret i absolutte tætheder, kan jeg også se bort fra dette led i proces 2 fordi en rumfangsændring forholds-mæssigt fører til samme tæthedsændring for alle klyngestørrelser. En rumfangsændring forandrer således ikke ved størrelsesfordelingens maksimale intensitet.

Vedhæftningskoefficienten S_{kl} afhænger af temperaturen, den totale bindingsenergi og dermed klyngestørrelsen, fordi større klynger har flere frihedsgrader end små og derved lettere kan fordele kondensationsvarmen fra sammenstød. Vedhæftningskoefficienten sættes her lig en konstant, dvs. $S_{kl} = S_{im} = 1$, hvilket er rimeligt for store klynger, men en grov antagelse for små klynger, især dimerer.²⁰

Stødkoefficienten C_{kl} er produktet af det geometriske stødtværsnit, σ_{kl} , mellem klyngestørrelse k og l og den relative termiske hastighed, $v_{T,rel}$. For to partikler i termisk ligevægt ved en temperatur T og med masser m_k og m_l er sidstnævnte givet ved

$$\begin{aligned} v_{T,rel} &= \sqrt{v_k^2 + v_l^2} \\ &= \sqrt{\frac{3k_B T}{m_1}} \cdot \sqrt{\frac{1}{k} + \frac{1}{l}} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Radius af en klynge med k atomer er proportional med rumfanget i potensen $\frac{1}{3}$, således at $R_k = R_1 k^{1/3}$, og derfor vil der gælde for stødtværsnittet

$$\begin{aligned} \sigma_{kl} &= \pi(R_k + R_l)^2 \\ &= \pi R_1^2 (k^{1/3} + l^{1/3})^2 \end{aligned} \quad (3.9)$$

hvorved C_{kl} kan skrives som

$$C_{kl} = v_{T,1} \sqrt{\frac{1}{k} + \frac{1}{l}} \cdot \pi R_1^2 (k^{1/3} + l^{1/3}) \quad (3.10)$$

¹⁹Dette er i følge [Eastham, 96] rimeligt medmindre man ønsker at forudsige intensitetsforhold mellem klynger med magiske tal og naboklynger.

²⁰Dannelsen af dimerer kan kun ske i en 3-legeme kollision, fx $Cu + Cu + Ar \rightarrow Cu_2 + Ar$, pga. kravet om at der både skal være impuls- og energibevarelse ([Haberland, 94], s.223).

Herved bliver ligning 3.7 omformet til

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} = & \sum_{k+l=i} n_k n_l v_{T,1} \sqrt{\frac{1}{k} + \frac{1}{l}} \cdot \pi R_1^2 (k^{1/3} + l^{1/3}) \\ & - \sum_m n_i n_m v_{T,1} \sqrt{\frac{1}{i} + \frac{1}{m}} \cdot \pi R_1^2 (i^{1/3} + m^{1/3}) \end{aligned} \quad (3.11)$$

Denne ligning beskriver ændring af klyngetætheder som funktion af kendte størrelser, og den kan bruges for både proces 1 og 2. Men for at den er anvendelig til beregninger af klyngetætheder i klyngekilden er det nødvendigt at gøre ligningen dimensionsløs, så der kun indgår relative tætheder og indicerne i , k , l og m . Dette gøres ved at indsætte det dimensionsløse tidstrin $\partial K = \frac{\partial t}{\Omega}$, hvor Ω er middeltiden mellem kollisioner mellem monomerer. Herved reduceres ligning 3.11 til

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial K} = & \frac{1}{n_1(0)} \sum_{k+l=i} n_k n_l (k^{1/3} + l^{1/3})^2 \sqrt{\frac{1}{k} + \frac{1}{l}} \\ & - \sum_m n_i n_m (i^{1/3} + m^{1/3})^2 \sqrt{\frac{1}{i} + \frac{1}{m}} \end{aligned} \quad (3.12)$$

hvor $n_1(0)$ er tætheden af kobberatomer til tiden $K = 0$. Middeltiden Ω er givet ved den reciproke værdi af sammenstødsfrekvensen mellem kobberatomer:

$$\Omega = \frac{1}{f} = \frac{\lambda_{Cu}}{v_{T,1}} \quad (3.13)$$

hvor $v_{T,1} = 523 \text{ m/s}$ for en temperatur på 700K. Den fri middelvej for kobberatomerne kan findes ud fra den i ligning 3.6 side 21 udregnede kobbertæthed n_1 i katoden og ved at anvende idealgassammenhængen $n_1 = \frac{P_k}{k_B T}$. Det giver jf. ligning 2.2 på side 8

$$\lambda_{Cu} = \frac{1}{\sqrt{2} n_1 \sigma_{Cu}} \quad (3.14)$$

hvor $\sigma_{Cu} = \pi(2r_{WS})^2 = 2,5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ med $r_{WS} = 1,4 \text{ \AA}$ som Wigner-Seitz radius. Det giver en fri middelvej i katoden på $\lambda_{Cu} = 3,5 \text{ mm}$ og dermed $\Omega = 7 \cdot 10^{-6} \text{ s}$.

Med denne viden er det nu muligt at fremskrive ligning 3.12 til en vis værdi af K som derefter direkte kan omregnes til en tid for hvor længe klynge dannelsen

har fundet sted. For eksempel vil en K -værdi på 10 svare til en tid $t = K \cdot \Omega = 7 \cdot 10^{-5}$ s, hvilket igen med en flowhastighed i katoden på 105m/s svarer til en bevægelseslængde på $105\text{m/s} \cdot 7 \cdot 10^{-5}\text{s} = 7\text{mm}$.

Ved hjælp af programmet MAT-LAB har jeg beregnet fremskrivninger af ligning 3.12 for at kunne udtale mig om intensiteter af de forskellige klynge størrelser. Den anvendte fremskrivningsprocedure er beskrevet i appendiks B. Disse beregninger har én alvorlig begrænsning: Det er ikke muligt at "huske" størrelsesintensiteter n_i på mere end ~ 1000 atomer pr. klynger. Dette skyldes en computerbegrænsning. Som det også beskrives i appendiks B, vil en beregning som "husker" størrelsesintensiteter op til 1000 atomer pr. klynge betyde at programmet skal håndtere en $(10^3 \times 10^3)$ -matrix, og dette ligger tæt på det for computeren tilladte. Jeg vil derfor i det følgende desværre kun kunne præsentere beregninger hvori indgår klynger med 1–1000 atomer.²¹

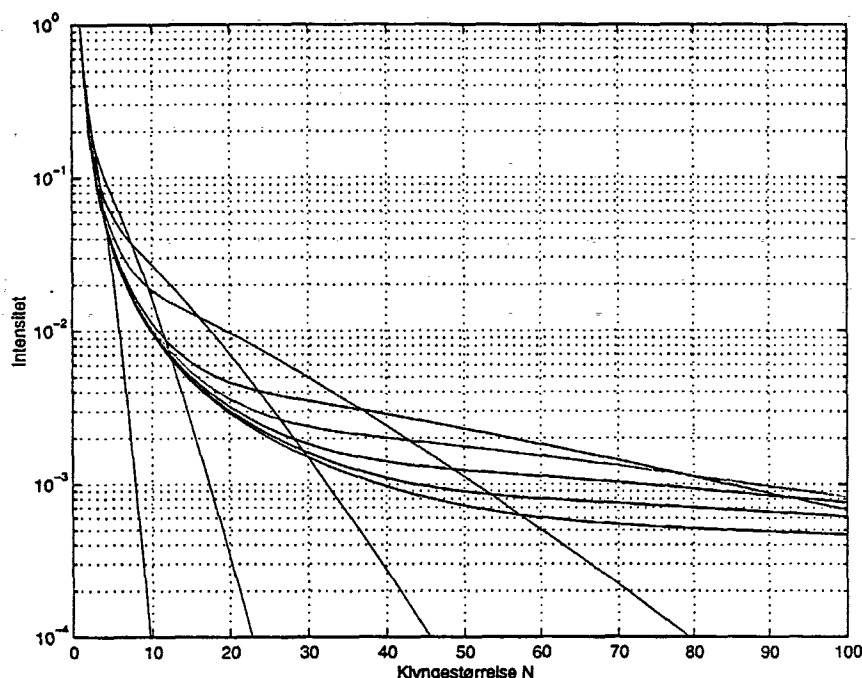
I beregningerne anvendes relative intensiteter, således at starttæthederne er $n_1(0) = 1$ og $n_{i \neq 1}(0) = 0$. Som tidligere beskrevet sker klyngedannelsen først under konstant tæthed af kobbermonomerer fordi der hele tiden tilføres forstøvede kobberatomer i katoden (proces 1). Uden for katoden derimod (proces 2) er mængden af kobberatomer konstant, men klyngedannelsen fortsætter indtil tætheden af kobber som følge af rumfangsudvidelsen bliver tilstrækkelig lav. Proces 1 simuleres med ligning 3.12 ved at holde n_1 konstant på 1, mens n_1 i proces 2 kun som startværdi er lig 1.

I figur 3.9 vises beregninger for proces 1 med værdier af K mellem 0,2 og 1,0. Figuren viser hvorledes klyngetæthederne ændrer sig meget i starten, men siden hen arbejder sig mod en ligevægtsfordeling. Dette bliver tydeligere i figur 3.10 som viser K -intervallet $[1, 1-2, 0]$. Tæthedsfordelingen ændres kun meget lidt for K -værdier mellem 1,5 og 2,0, og for større værdier er fordelingen næsten konstant hvilket indikerer at der er opnået ligevægt.²² Dette kan tolkes som at tæthedsfordelingen i katoden efter en tid på $t = 2 \cdot \Omega = 1,4 \cdot 10^{-5}$ s har opnået en ligevægt som betyder at forholdet mellem de forskellige klynge størrelser herefter er konstant.

En flowhastighed på $v_{kat} = 105\text{m/s}$ og et forstøvningsområde med en længde i katoden på ca. 2,5cm giver en klyngedannelsestid til rådighed i katoden på $2,4 \cdot 10^{-4}$ s. Det betyder at klyngerne i katoden har rigelig tid til at opnå

²¹Det skal også nævnes at beregningstiden med den til rådighed værende computerkapacitet for større beregninger ville blive uacceptabel. De udførte beregninger kræver ca. $(10^3)^2$ beregninger pr. iteration, dvs. for hver fremskrivning ∂K af K , hvilket tager omkring 6 minutter. En beregning med intensiteter op til 10.000 atomer pr. klynge ville for hver iteration kræve $(10^4)^2$ beregninger og ville derfor tage omkring 600 minutter eller 10 timer.

²²Oscillationerne ved $N \approx 1000$ er støj som ikke har betydning for de videre beregninger.



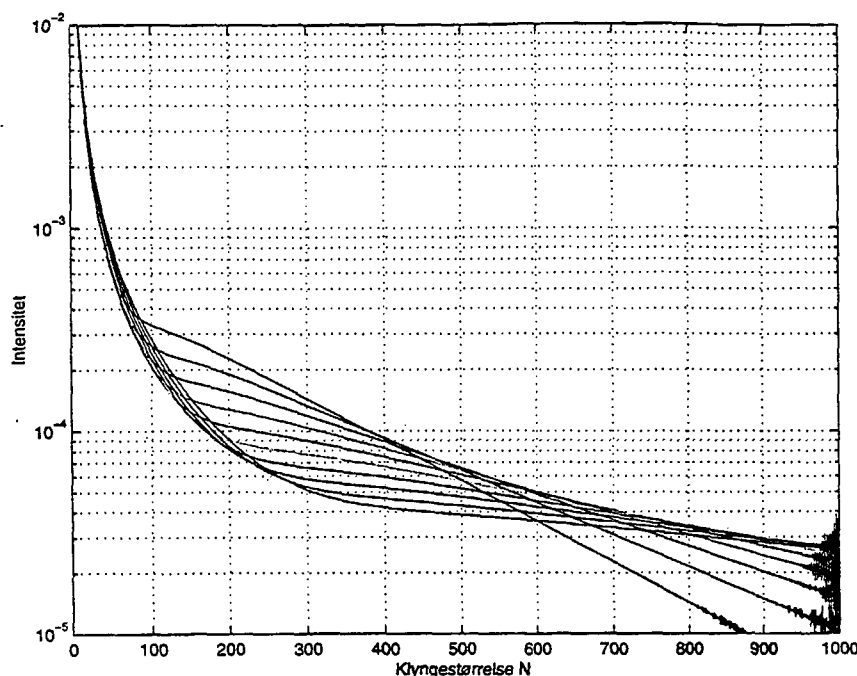
Figur 3.9 Relativ intensitet som funktion af klyngestørrelse angivet i antal atomer $N = [1, \dots, 100]$ for proces 1. Hver enkelt graf svarer til en K -værdi i intervallet $[0, 2; 0, 3; \dots; 1, 0]$.

ligevægtsfordelingen inden de bevæger sig ud i kondensationskammeret. Jeg lader derfor $K = 2$ være overgangen fra proces 1 til proces 2, hvilket svarer til at lade klynger med en størrelsesfordeling som grafen $K = 2$ i figur 3.10 strømme ud i kondensationskammeret. Som det ses på figur 3.11 betyder det straks en ændring af størrelsesfordelingen hvor intensiteten af de helt små klynger falder kraftigt.

Figur 3.12 viser den videre udvikling af fordelingen i proces 2 op til $K = 20$. Fordelingen ændrer sig her fra at have maksima ved klynger med $N < 100$ til at blive mere flad og endelig få et maksima ved klynger med $N > 1000$.²³ Hvor dette maksima mere bestemt ligger, er det svært på baggrund af modellen at udtale sig om, men sikkert er det at intensiteten må gå mod nul for $N \rightarrow \infty$. Endelig viser figur 3.13 hvorledes denne udvikling fortsætter, og hvordan intensitetstoppen ved $N \approx 100$ helt forsvinder. $K = 100$ svarer til en klyngedannelsestid på $t = 7 \cdot 10^{-4}$ s.

Det er nu ønskeligt at vurdere hvor lang tid klyngerne har til at vokse i

²³[Eastham, 96] har regnet på klyngevæksten for proces 2 alene, og her iagttages en lignende fordeling, men uden et maksima for store klynger og derfor maksimal intensitet for klynger med $N < 100$.



Figur 3.10 Relativ intensitet som funktion af $N = [1, \dots, 1000]$. Proces 1 med $K = [1, 1; 1, 2; \dots; 2, 0]$.

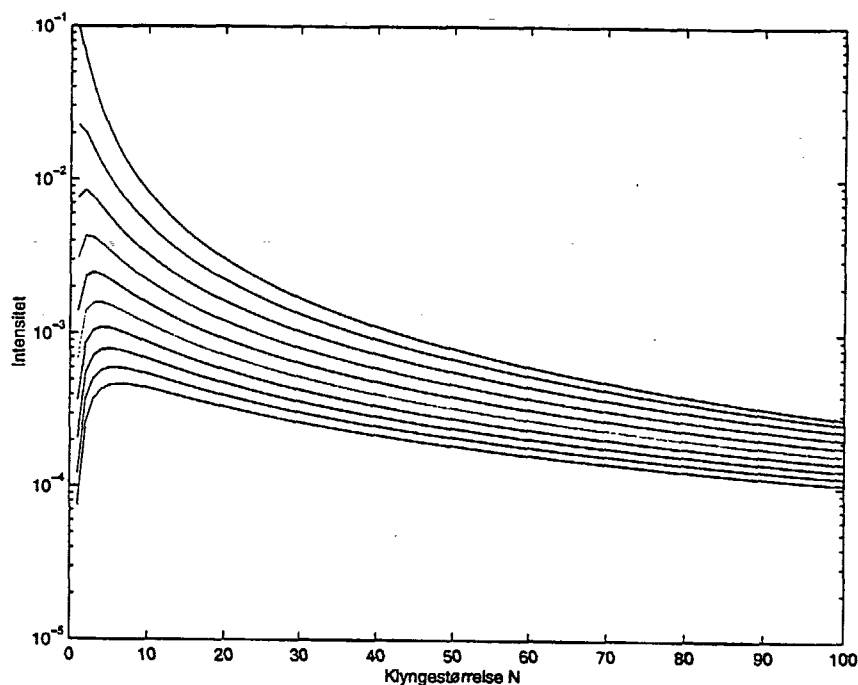
mellem katoden og anoden, dvs. hvor store værdier af K vi skal interessere os for. Det viser sig her at der gælder en simpel sammenhæng mellem K og afstanden fra katodemundingen r . Lige uden for katoden spredt flowet sig ud i en vifte, og dets tværsnitsareal O er derfor en brøkdel af en kugleoverflade — maksimalt med et areal svarende til en halvkugleoverflade, $O = 2\pi r^2$ (se figur 3.8). Eftersom der er konstant masseflow, vil flowhastigheden kunne skrives som funktion af r :

$$v(r) = \frac{v_{kat} A_{kat}}{O} \quad (3.15)$$

Men samtidig vil tætheden n_1 også falde. Ved igen at benytte konstant masseflow får vi følgende sammenhæng for tætheden:

$$n_1(r) = \frac{n_1(0) A_{kat}}{O} \quad (3.16)$$

hvor $n_1(0)$ er tætheden i katoden. Tiden mellem kollisioner af monomerer er ud fra ligning 3.13 og 3.14 givet ved $\Omega = \frac{1}{\sqrt{2} \sigma v_T n(r)}$. Indsættes det i den allerede brugte ligning $r = v(r) t = v(r) \Omega K$ sammen med ligning 3.15 og



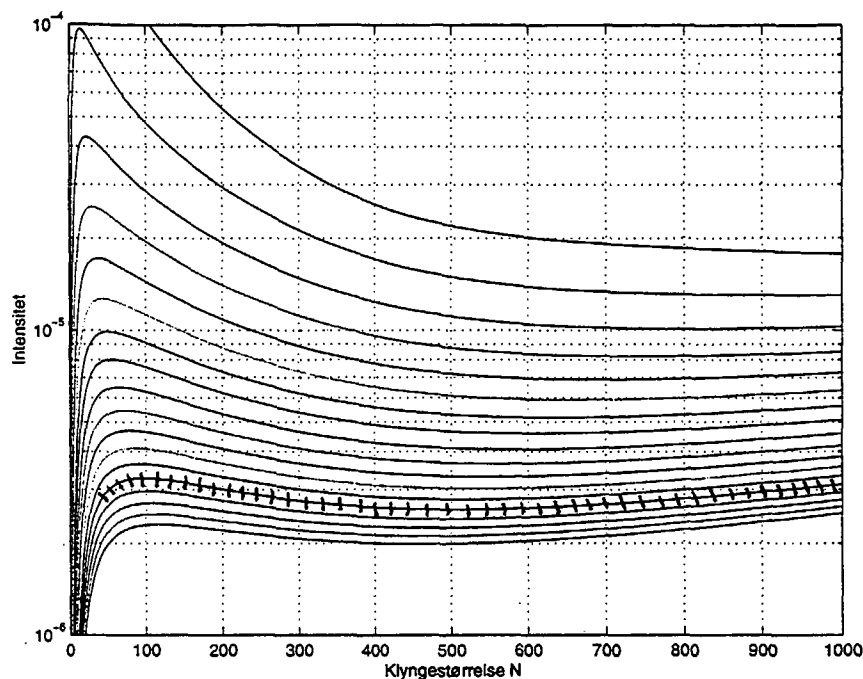
Figur 3.11 Relativ intensitet som funktion af $N = [1, \dots, 100]$. Proces 2 med $K = [2, 0; 2, 1; \dots; 3, 0]$ hvor $K = 2$ er øverst, og $K = 3$ er nederst.

3.16 og isoleres mht. K opnås følgende:

$$\begin{aligned}
 K &= \frac{r}{\left(\frac{v_{kat} A_{kat}}{O}\right) \left(\sqrt{2} \sigma v_T \frac{n_1(0) A_{kat}}{O}\right)^{-1}} \\
 &= \frac{\sqrt{2} \sigma n_1(0) v_T}{v_{kat}} r
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

Denne sammenhæng kan bruges til at give et bud på hvilken K -værdi der svarer til afstanden $r = 1\text{cm}$ som er minimumsafstanden mellem katode og anode. Ved indsættelse fås her $K = 14$.²⁴ Modellen forudsiger derfor en klyngefordeling 1cm uden for katoden som for $K = 2 + 14 = 16$ — den markerede graf på figur 3.12 — hvor maksimumet ved $N \approx 100$ allerede næsten er forsvundet. Hvis flowet ikke forinden obstrueres af anoden, er ligning 3.17 anvendelig ud til en afstand r hvor overfladearealet O er lig med tværsnitsarealet af kondensationskammeret. Hvilken værdi for r dette svarer til, afhænger af hvor stor en brøkdel af en kugleoverflade flowviften udspænder. Som en mindste værdi for r anvendes $O = 2\pi r^2$, hvilket giver $r = 2,5\text{cm}$ eftersom

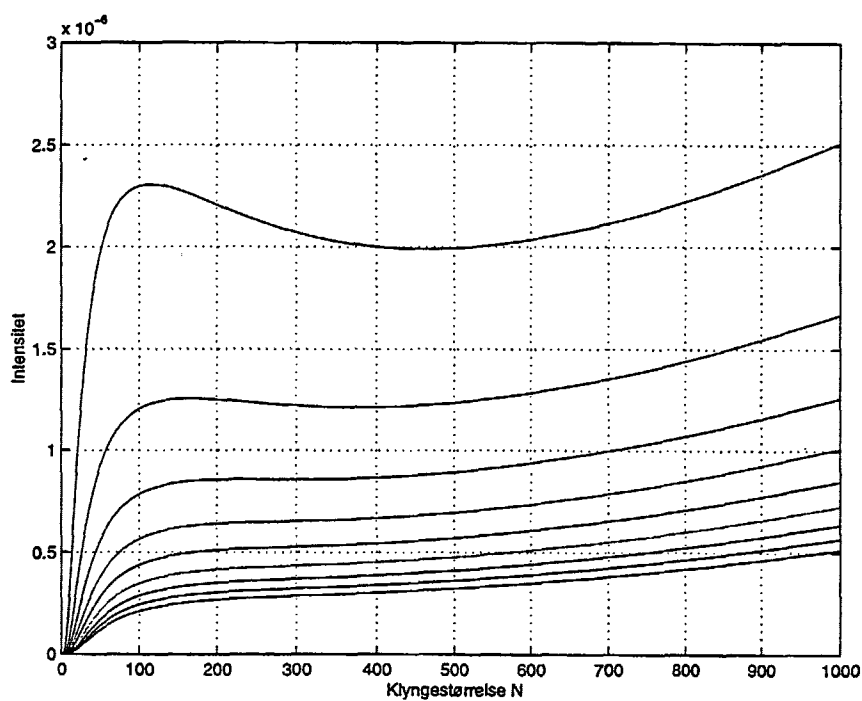
²⁴Her er værdien $v_T = 523\text{m/s}$ brugt. Egentlig skulle den termiske hastighed også regnes som funktion af r , men dette vil ikke ændre væsentlig på den fundne K -værdi.



Figur 3.12 Relativ intensitet som funktion af $N = [1, \dots, 1000]$. Proces 2 med $K = [3; 4; \dots; 20]$ hvor $K = 3$ er øverst, og $K = 20$ er nederst. $K = 16$ er markeret af grunde som fremgår af teksten.

kondensationskammerets diameter er 71mm. Her er flowhastigheden faldet til $v_{kond} = \frac{Q}{A_{kond}P_{kond}} = 0,2 \text{ m/s}$.

Da $K = 16$ må tages som en minimumsværdi for den endelige klyngefordeling, fortæller modellen at vi kan forvente forholdsvis mange klynger med $N > 1000$. På grund af begrænset computerkraft er det desværre ikke muligt at afgøre hvor store størrelsesordner det vil være muligt at detektere. Der er dog i modelprincippet ingen hindring for en beregning af klyngeintensiteter på fx $N = 10^7$.



Figur 3.13 Relativ intensitet som funktion af $N = [1, \dots, 1000]$. Proces 2 med $K = [20; 30; \dots; 100]$ hvor $K = 20$ er øverst, og $K = 100$ er nederst.

Kapitel 4

Forsøg med klyngekilden

I dette kapitel vil jeg gennemgå de udførte forsøg og deres resultater. Jeg starter med en kort beskrivelse af proceduren i et typisk forsøgsforløb, hvorefter jeg gennemgår forsøgene med de forskellige anodetyper.

Et typisk forsøg starter med udpumpning af hele kilden hvorefter argon lukkes ind i katoden. Kildens tryk i kondensationskammeret stabiliseres på $P_{kond} \approx 230\text{Pa}$, hvorefter der lægges spænding på katoden. Spændingen styres af strømmen som i første omgang langsomt øges fra 0–0,2A. Plasmaet "tænder" som regel ved en katodestrøm på $I_k = 0,2\text{A}$, hvilket frembringer gnister i katoden i en tid nogenlunde proportionalt med tiden siden katoden sidst har været brugt. Her er det en god idé at lade kilden "varme op" i omkring 1/2 time således at katoden er gennemvarm og dens overflade renses. Herefter vil det (som regel) være muligt at detektere klynger på kvartskrystallen allerede med $I_k \approx 0,35\text{A}$.

Klyngeudbyttet vil i starten stige, men vil normalt stabilisere sig efter et stykke tid. Jo større strøm, desto større klyngeudbytte, hvilket betyder at man med strømstyringen kan vælge en passende klyngeponering. Lav strømstyrke øger usikkerheden i målingerne — eller gør forsøgsforløbene uholdbart lange — mens høj strømstyrke nedsætter katodens levetid, dvs. tiden indtil forstøvningsprocessen når gennem katodewæggen, hvorved flowet ændres så meget at katoden bliver ubrugelig. Den øvre grænse for I_k er i princippet først når kølingen af katoden ikke mere er tilstrækkelig så katoden smelter, men normalt køres ikke med værdier højere end $I_k = 1,0\text{A}$.

Når man øger strømmen, er det også nødvendigt at øge P_{kond} for at plasmaet forbliver stabilt. Typiske værdier for de følgende forsøg er $I_k = 0,5\text{A}$, $P_{kond} = 250\text{Pa}$, hvilket normalt resulterer i en klyngeponering på $\sim 0,5 - 1\text{\AA/s}$ for den ikke-opslittede klyngestråle. Eftersom klyngeponeringen er meget

følsom over for variation af katodestrøm og trykket i kondensationskammeret, har det ikke været muligt at foretage reelle måleserier over disse parametre.

Med de typiske værdier for tryk og strøm kan kilden som regel køre stabilt i 2-3 timer — dog er det ofte nødvendigt at justere trykket $\sim 10\text{Pa}$ undervejs for at undgå pulseringer i plasmaet, der ellers ville medføre forholdsvis store fluktuationer i klyngeproduktionen. Jeg har undersøgt betydningen af følgende parametre på klyngedeponeringen:

- Anodens geometri, udtrykt ved "hatanode", "omvendt hatanode", "skiveanode" og "netanode".
- Afstanden mellem katode og anode, X .
- Længden af kondensationskammeret, angivet med parameteren A .¹
- Anodepotentialet, V_a .

For at kunne karakterisere klyngerne er det dog nødvendigt at kende visse værdier som i de følgende to afsnit vil blive udregnet.

4.1 Klyngernes hastighed

I afsnit 2.2 blev argons middelhastighed bestemt til 250m/s. Denne hastighed er afgørende for klyngernes hastighed eftersom sammenstød i skorstenen mellem argonatomer og klynger accelererer klyngerne til deres endelige hastighed, v_{kl} . At v_{kl} virkelig er klyngernes endelige hastighed, skyldes at trykket efter skorstenen er så lavt at klyngernes hastighedsvektorer ikke ændres væsentligt på vej gennem resten af apparaturet.

Ved hvert sammenstød mellem et argonatom og en klynge overføres impuls fra det hurtige argonatom til den langsomme klynge. Tiden t til rådighed for sammenstød er bestemt af skorstenens længde $l = 49\text{mm}$ og argonhastigheden v_{Ar} . Ved at regne på den samlede impulsoverførsel over denne tid, $t = \frac{l}{v_{Ar}}$, kan man opnå følgende udtryk for v_{kl} .²

$$v_{kl} = v_{Ar} - \left(\frac{M_{Ar} \sigma_{(Ar \rightarrow kl)} t \eta}{N M_{Cu}} + \frac{1}{v_{Ar}} \right)^{-1} \quad (4.1)$$

¹Under forsøgene aflæses den præcise længde mellem katode og skorsten, L , ikke direkte, men derimod $A = L - 2,2\text{cm}$ som er et udvendigt mål for kammerets længde.

²[Hall, 91].

hvor M_{Ar} og M_{Cu} er atommassen af henholdsvis argon og kobber, $\sigma_{(Ar \rightarrow kl)}$ er stødtværsnittet for argon-klynge-kollisioner, og η er antallet af argonatomer pr. volumenenhed. Sidstnævnte kan regnes ud fra sammenhængen $\eta = \frac{P_m}{k_B T}$ hvor P_m er middeltrykket i skorstenen på $P_m = \frac{P_{kond} + P_1}{2} = 133 \text{ Pa}$, jf. figur A.1 på side 56. For stød mellem et argonatom og en klynge regnes tværsnittet kun ud fra klyngens radius eftersom $r_{Ar} \ll r_{kl}$. Da $r_{kl} = N^{1/3} r_{WS}$, hvor $r_{WS} = 1,4 \text{ Å}$ er Wigner-Seitz radius for kobber, er $\sigma_{(Ar \rightarrow kl)} = \pi N^{2/3} r_{WS}^2$. Ved at dividere hele ligning 4.1 med v_{Ar} opnås et udtryk for det såkaldte hastighedsslip:

$$\begin{aligned} \frac{v_{kl}}{v_{Ar}} &= 1 - \left(\frac{M_{Ar} \pi N^{2/3} r_{WS}^2 l P_m}{N M_{Cu} k_B T} + 1 \right)^{-1} \\ &= 1 - \left(\frac{1,83 \cdot 10^4 \text{ K}}{T N^{1/3}} + 1 \right)^{-1} \end{aligned} \quad (4.2)$$

I figur 4.1 er vist hastighedslippet som funktion af klynge størrelsen for forskellige temperaturer udregnet efter ligning 4.2. Temperaturen af argon i skorstenen er sat til 400K, jf. side 10, hvilket fx for klynger med fx $5 \cdot 10^5$ atomer giver et hastighedsslip på 38%. I forhold til den på side 12 udregnede middelhastighed for argonatomerne giver det en klyngehastighed på $\sim 100 \text{ m/s}$.

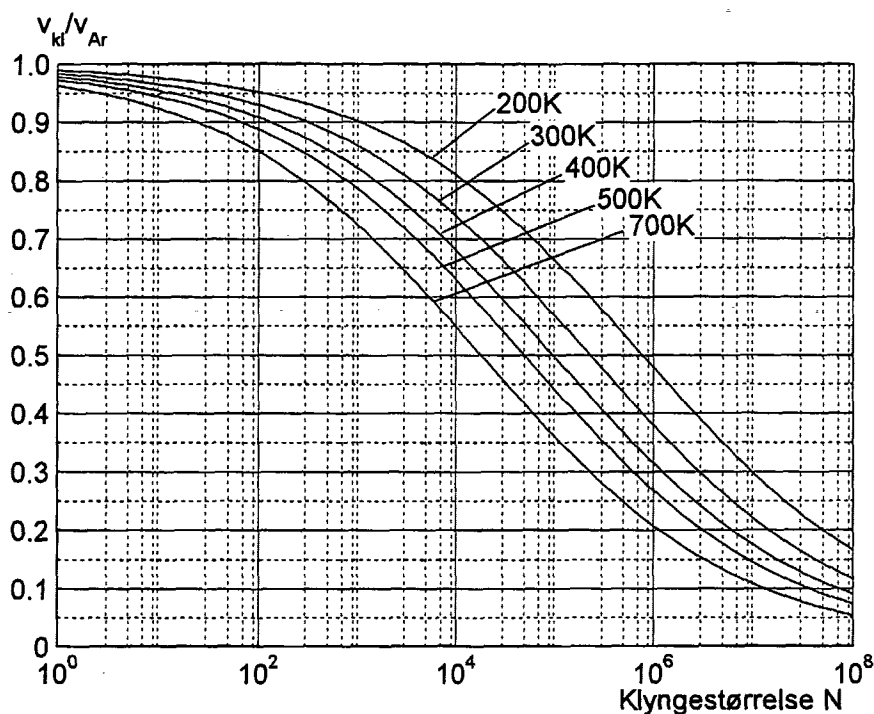
Estimeringen af klyngehastigheden er usikker pga. usikkerheden omkring argonhastigheden i skorstenen.³ Men som vi i afsnit 4.2 skal se, har det ikke den allerstørste betydning for behandling af forsøgsresultaterne. Samtidig skal det nævnes at det naturligvis er muligt at udforme sit eksperiment så klyngernes hastighed bestemmes nøjagtigt.⁴ Da formålet med dette projekt har været at undersøge den fysiske proces der sker når klyngerne dannes, og ikke at se nærmere på de rent faktisk producerede klynger, er det beskrevne kendskab til klyngernes hastighed tilstrækkeligt.

4.2 Afbøjning af klyngerne

Efter klyngerne er nået gennem det andet apertur og ind i 3. pumpekammer bliver de udsat for et elektrisk felt fra to horisontalt placerede afbøjningsplader. De ladede klynger vil herved afbøjes mens de neutrale klynger vil

³ Temperaturen i skorstenen er desuden ikke målt direkte i de aktuelle forsøg, men 400K er et fornuftigt bud.

⁴ I øjeblikket arbejdes med at indbygge et mekanisk hastighedsfilter; en såkaldt *chopper*.

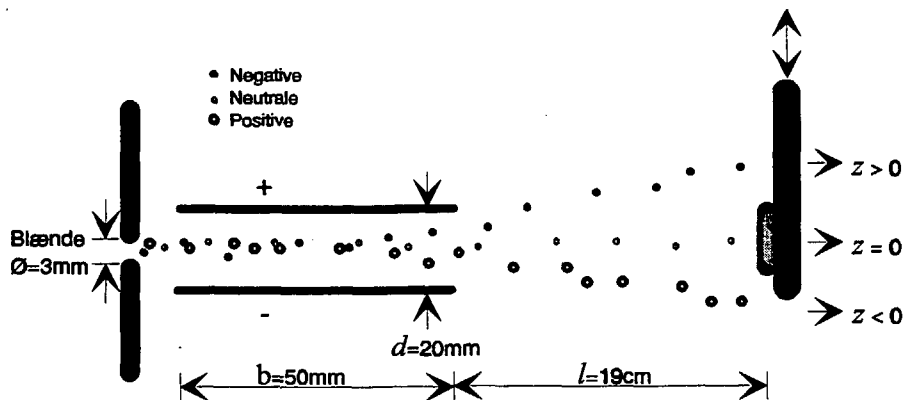


Figur 4.1 Hastighedsslippet $\frac{v_{kl}}{v_{Ar}}$ som funktion af klyngestørrelse N og temperaturen T af argongassen i skorstenen.

fortsætte upåvirket ligeud. På denne måde kan man splitte klyngestrålen op, og ved at måle klyngedeponering som funktion af den vertikale placering af tykkelsesmåleren kan man opnå en afbildning af stråletværsnittet som i figur 4.4. Jeg vil fremover bruge ordet stråletværsnit om netop målinger fra $z = -10\text{mm}$ til $z = +10\text{mm}$ af klyngedeponeringen på tykkelsesmåleren med en fast indstilling af såvel afbøjningspotentialet som andre parametre.

Hvis klyngernes hastighed v_{kl} er kendt, kan man direkte omsætte en position på den vertikale akse til en bestemt klyngemasse. Som det ses i figur 4.2 afbøjes klyngerne af et elektrisk felt ε mellem to parallelle plader med afstanden $d = 20\text{mm}$ og længden $b = 50\text{mm}$. I den tid klyngerne befinder sig mellem pladerne, $t = b/v_{kl}$, vil de være påvirket af en kraft $F = q\varepsilon$ hvor $q = +e$ for positivt ladede klynger (der ses bort fra multibelt ladede klynger). Det vil for disse klynger med massen $m = Nm_{Cu}$ og med potentialeforskellen mellem øvre og nedre plade $V = d\varepsilon$ indstillet som i figur 4.2 betyde en vertikal acceleration nedad $a = \frac{F}{m}$ og dermed en forskydning nedad på

$$s = \frac{1}{2}at^2 = \frac{qVb^2}{2dmv_{kl}^2}$$



Figur 4.2 Tværsnit af 3. differentielle kammer hvor afbøjning og deponering af klyngerne finder sted.

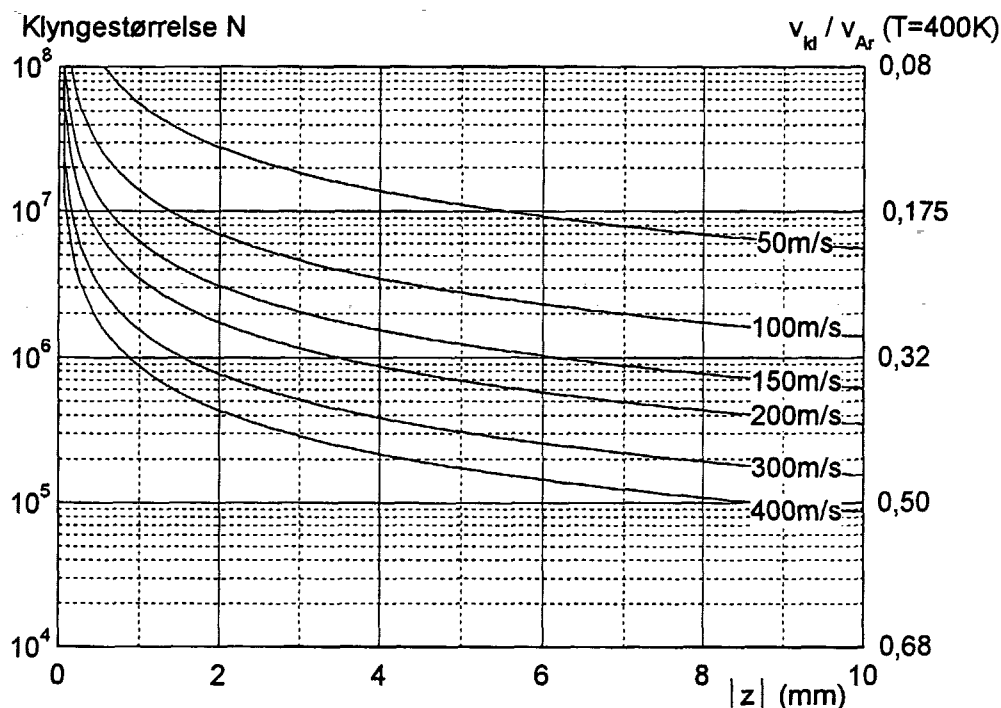
Når klyngerne ikke mere er mellem pladerne vil de fortsætte med en hastighed sammensat af den horisontale komponent v_{kl} og den vertikale komponent $v_v = at$. Dette fører til endnu en vertikal forskydning u hvis størrelse er bestemt af afstanden $l = 19\text{cm}$ mellem afbøjningspladernes kant og tykkelsesmåleren:

$$u = v_v \frac{l}{v_{kl}} = \frac{qVb}{dmv_{kl}^2} \cdot \frac{l}{v_{kl}}$$

Det giver en samlet vertikal forskydning på

$$\begin{aligned} z &= s + u = \frac{qV}{dmv_{kl}^2} \left(\frac{1}{2}b^2 + bl \right) \\ &= \frac{1,387 \cdot 10^8 \text{ m}^2/\text{s}^2}{v_{kl}^2 N} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Størrelsen z regnes i alle forsøg som negativ i retningen nedad. I figur 4.3 er ud fra ligning 4.3 udregnet værdier af N som funktion af klyngehastighed v_{kl} og afbøjning z . På figuren kunne det se ud som om det kun er muligt at måle klynger af et par størrelsesordner. Men ved at ændre potentialet på afbøjningspladerne ville måleintervallet $-10\text{mm} \leq z \leq +10\text{mm}$ kunne dække andre størrelsesordner. Figur 4.3 er udregnet med et afbøjningspotentiale på 170V, fordi det i det følgende vil vise sig at være det relevante for behandlingen af forsøgsresultaterne.



Figur 4.3 Klyngestørrelsen N som funktion af klyngernes hastighed v_{kl} og den målte afbøjning z med et afbøjningspotentiale på 170V. Den sekundære y-akse til højre angiver hastighedsslippet v_{kl}/v_{Ar} for tilsvarende N , jf. figur 4.1.

4.3 Måling af klyngedeponering

Klyngestrålen måles i 3. differentielle pumpekammer med en tykkelsesmåler i form af en kvartskrystal deponeringsmonitor (LEYBOLD INFICON XTM/2). Måleren virker v.h.j.a. en tynd cirkulær skive kvartskrystal som er ophængt i en holder der kan forskydes vertikalt i kammeret. Krystallen påvirkes af et AC-felt som er groft afstemt i forhold til krystallens egensvingningsfrekvens, der som i andre svingningssystemer er givet ved

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

hvor m er krystallens masse og k en elastisk konstant. Ved at differentiere dette udtryk mht. massen kan en ændring af massen, Δm , direkte relateres til en frekvensændring, $\Delta\omega$:

$$\frac{-\Delta m}{2m} = \frac{\Delta\omega}{\omega}$$

Ved at registrere denne frekvensændring opnår man altså et direkte mål for ændringen af massen. Det anvendte apparat angiver ikke masseændringen, men omregner derimod ud fra kendskab til arealet af den eksponerede krystaloverflade, A_{kr} , og bulkdensiteten af det deponerede materiale, ρ_{Cu} , til en ækvivalent tykkelsesændring, som på display'et angives med en nøjagtighed på 0,05Å. Apparatet angiver også deponeringsraten, Γ , som selvsagt er tykkelsesændringen pr. tid, og som måles i [Å/s]. Hvis vi ønsker at kende antallet af kobberatomer der deponeres pr. tidsenhed — også kaldet atomstrømmen, J_{atom} — skal vi blot gange Γ med A_{kr} og ρ_{Cu} for at få masseflowet og derefter dividere med massen af et kobberatom:

$$J_{atom} = \Gamma \cdot \frac{A_{kr} \rho_{Cu}}{m_{Cu}} \quad (4.4)$$

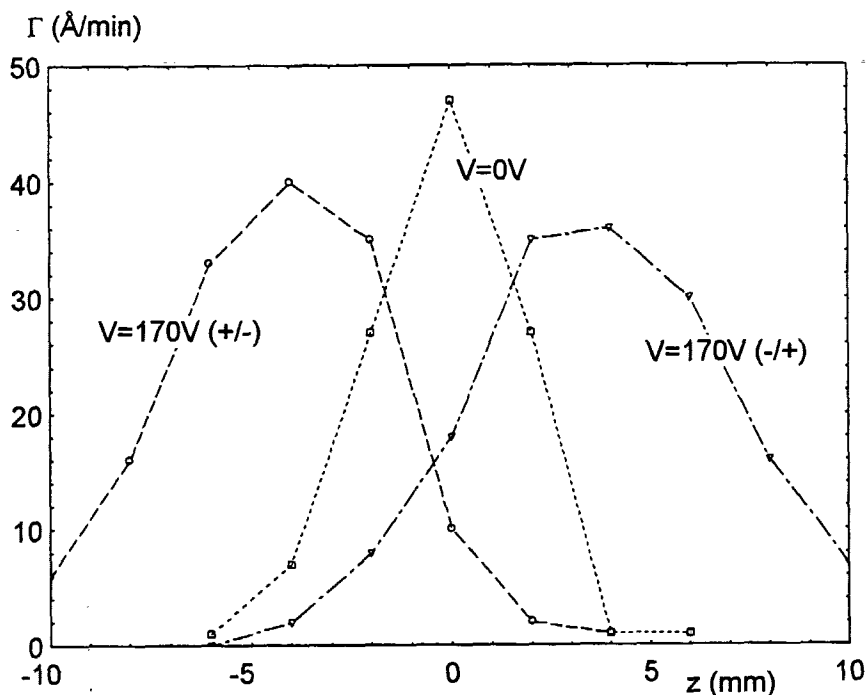
Krystallens eksponerede overflade har en diameter på 8mm, densiteten er $\rho_{Cu} = 8,933 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, og $m_{Cu} = 1,054 \cdot 10^{-25} \text{ kg}$. For en typisk deponeringsrate på $\Gamma = 0,5 \text{ Å/s} = 30 \text{ Å/min}$ giver det en atomstrøm på $2 \cdot 10^{14}$ kobberatomer pr. sekund. I forhold til det udregnede forstøvningsudbytte på side 21 på $F = 7 \cdot 10^{17} \text{ Cu/s}$ er der altså kun 0,3 promille tilbage, mens resten er tabt undervejs. For klynger med 10^6 atomer ville $J_{atom} = 2 \cdot 10^{14} \text{ Cu/s}$ svare til en klyngestrøm på $J_{kl} = 2 \cdot 10^8$ klynger pr. sekund, men da apparatet ikke giver nogen oplysninger om de deponerede klyngers størrelse, er det nødvendigt på anden måde at få kendskab til klyngestørrelsen i strålen, hvilket som beskrevet i det foregående afsnit klares med en veldefineret afbøjning.

Klyngestrålen har under normal kørsel en diameter på $\sim 5 \text{ mm}$, hvilket ses af størrelsen af det sværtede område på krystallen (eller hvad man nu ellers måtte placere som endestation for klyngerne). Det betyder at stråletværsnittet får en tilsyneladende bredde større end den virkelige strålebredde p.g.a. krystallens diameter på 8mm. Det er derfor ikke muligt udelukkende på baggrund af de målte deponeringer at udtale sig præcist om klyngestrålens bredde. En oplagt forbedring af målingerne ville være at benytte en tykkelsesmåler med en mindre vertikal blændeåbning, fx 1mm, hvilket ville give en nøjagtighed af strålens placering og udbredelse på $\pm 0,5 \text{ mm}$.

4.4 Forsøgsresultater

Med de foregående udregninger i baghovedet er det nu muligt at karakterisere klyngerne. I det følgende er en måleserie defineret som måling af klyngedeposeringen Γ for den opsplittede klyngestråle med forskellige værdier af z (typisk 11 ialt) og med fastholdte værdier for kondensationskammerets længde

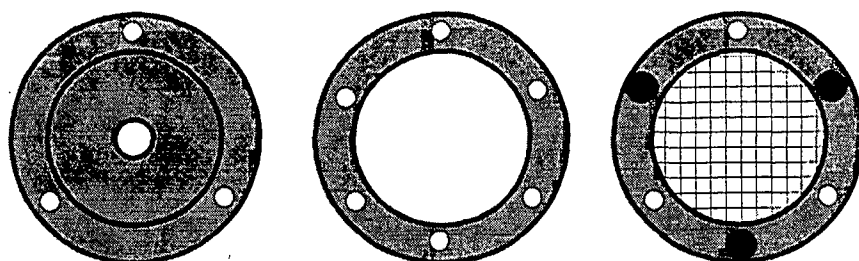
A , anodepotential V_a , katodestrømmen I_k , katodepotential V_k , trykket i kondensationskammeret P_{kond} samt afbøjningspotential V . En måleserie tager typisk 15–20 minutter at gennemføre eftersom intensiteten i hvert målepunkt er den målte deponering på kvartskrystallen i løbet af et minut. Derfor er enheden for Γ på de følgende figurer angivet i $\text{\AA}/\text{min}$.



Figur 4.4 Typiske intensitetsfordelinger fra tre måleserier med et afbøjningspotential på henholdsvis $V = 170V(\pm)$, $V = 0V$ og $V = 170V(\mp)$, hvor $\pm$ betyder positiv spænding på den øvre plade og negativ på den nedre. Klyngeintensiteten er målt som deponering Γ på kvartskrystallen som funktion af den vertikale forskydning z i forhold til centeraksen med $z = 0\text{mm}$.

Figur 4.4 viser tre grafer fra et forsøg bestående tre måleserier. Dette forsøg fungerer som kontrolmåling fordi afbøjningspladernes polaritet vendes hvilket betyder at de to måleserier med $V = 170V$ skal spejle hinanden i linjen $z = 0\text{mm}$. Som det ses er dette tilfældet. Ved alle de følgende målinger har en sådan kontrolmåling været udført umiddelbart inden, og det er på denne måde sikret at klyngestrålen ikke har været forskudt i forhold til centeraksen under de præsenterede målinger.

Jeg vil i det følgende gennemgå de forskellige undersøgte opstillinger og starter med den såkaldte hatanode fordi den som den først konstruerede også er den mest undersøgte. Herefter følger de øvrige anodetyper; skiveanoden og netanoden.



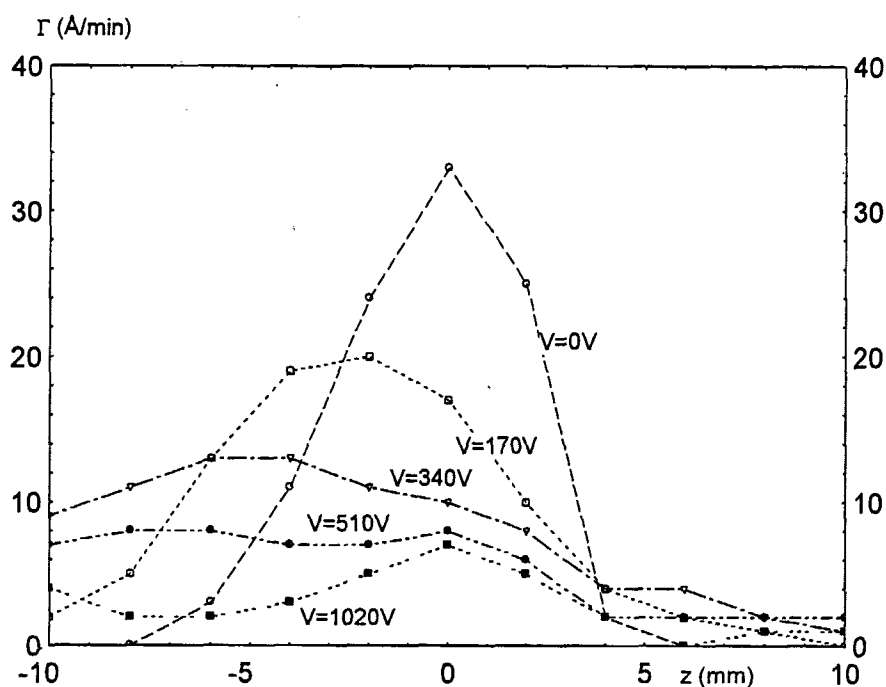
Figur 4.5 Tegning af de tre anvendte anoder, fra venstre hatanoden, skiveanoden og netanoden.

4.4.1 Hatanoden

Hatanoden var den først konstruerede anode designet af Luise Theil Hansen ud fra ønsket om at skærme plasmaet mest muligt i forhold til kondensationskammerets vægge og samtidig undgå for stor opbremsning af gasflowet. Det førte til en form hvor "hatten" har samme hældning som endevæggen af kondensationskammeret. I figur 4.6 er vist stråletværsnittet som funktion af afbøjningspotentiale V for hatanoden med en afstand til katoden på $X = 1\text{ cm}$ og med fast anodepotentiale på $V_a = 4,0\text{ V}$ og $A = 8\text{ cm}$.

På figur 4.6 ser man tydeligt hvorledes klyngestrålens toppunkt flyttes længere og længere nedad for stigende afbøjningspotentiale. Dette betyder at langt hovedparten af klyngerne er positivt ladede. For en afbøjning på 170 V er toppunktet $\sim 2,5\text{ mm}$, for 340 V er det $\sim 5\text{ mm}$ og så fremdeles, hvilket er i overensstemmelse med at en fordobling af afbøjningspotentialet i følge ligning 4.3 skulle give en fordobling af z . Toppunkternes placering kan ud fra figur 4.3 og en klyngehastighed på $v = 100\text{ m/s}$ omregnes til den klyngestrørelse der har maximal intensitet hvilket i dette tilfælde er $N \approx 5 \cdot 10^6$. For et afbøjningspotentiale på 340 V kan man også iagttage et lokalt maksimum ved $z = +5\text{ mm}$, hvilket indikerer Cu^- -klynger med nogenlunde samme massefordeling som for Cu^+ -klyngerne, eftersom maksima her ved samme afbøjningspotentiale er $z = -5\text{ mm}$. Ved en afbøjning på 1020 V er maksima for både de negativt og positivt ladede klynger flyttet uden for måleområdet, men tilbage er et maksimum ved $z = 0\text{ mm}$ som naturligvis skyldes de elektrisk neutrale klynger.

I figur 4.7 er vist stråletværsnit som funktion af anodepotentiale V_a og med et fast afbøjningspotentiale på $V = 170\text{ V}$. De valgte værdier for V_a er udvalgt på baggrund af mange kørsler med kilden hvor $V_a = 4,0\text{ V}$ konsekvent har givet maksimal klyngeponering. Der er altså her virkelig tale om et maksimum. Anodepotentialet på $V_a = 0,3\text{ V}$ er det laveste potentiale det

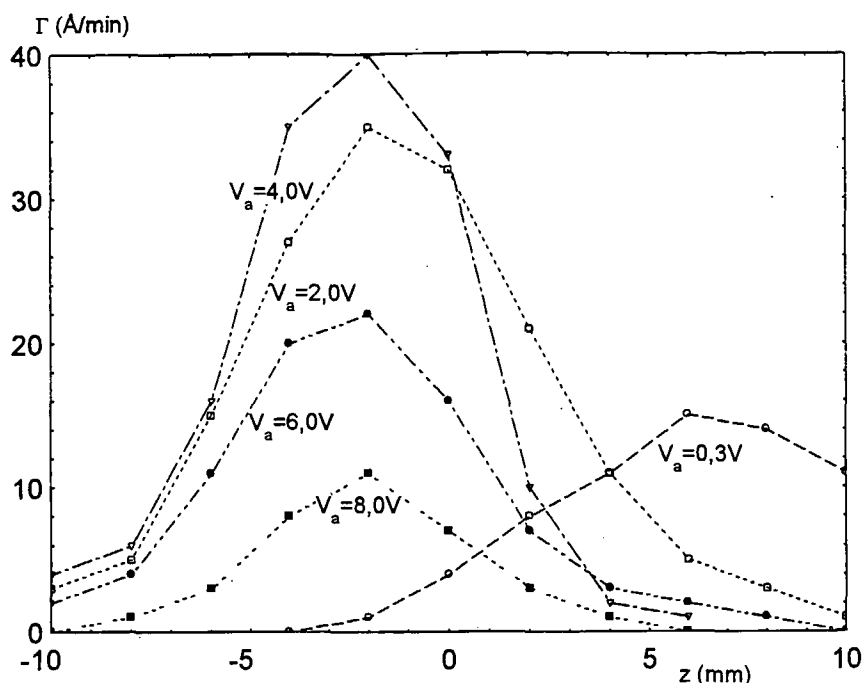


Figur 4.6 Stråletværsnit som funktion af afbøjningspotentiale V for hatanoden med $X = 1\text{cm}$, $A = 8\text{cm}$, $I_k = 0,40\text{A}$, $P_{kond} = 250\text{Pa}$ og $V_a = 4,0\text{V}$. Cu^+ -klynger er til venstre for $z = 0\text{mm}$, mens Cu^- -klynger er til højre.

er muligt at pålægge anoden, dvs. dette er værdien anoden stabiliserer sig på når den ikke påtrykkes noget potentiale, og vi kan derfor kalde det for anodens "minimumspotentiale" V_{min} .

Mens faldet i klyngedeponering fra $V_a = 4,0\text{V}$ til $V_a = 2,0\text{V}$ ikke er stort, er forskellen mellem $V_a = 2,0\text{V}$ og $V_a = 0,3\text{V}$ enorm. Fra hovedsageligt at indeholde Cu^+ -klynger ændres strålen fuldstændigt til hovedsageligt at indeholde Cu^- -klynger. Tilmed er massefordelingen anderledes: Hvor den maximale intensitet ved $V_a = 2 - 8\text{V}$ er $z \approx -3\text{mm}$, er den ved $V_a = 0,3\text{V}$ oppe på $z \approx +6\text{mm}$. Ikke nok med at klyngerne har skiftet ladning, den hyppigste klynge størrelse er altså også reduceret til ca. halvdelen.

Anodepotentialet har altså stor betydning for karakteristikken af klyngedeponeringen, og det samme gælder for længden af kondensationskammeret. I figur 4.8 vises netop stråletværsnit som funktion af afstanden mellem katode og skorsten symboliseret med afstanden $A = [6,0\text{cm} - 10,0\text{cm}]$. Figuren viser hvorledes klyngeudbyttet er maksimalt for $A = 10,0\text{cm}$, svarende til maksimal længde af kondensationskammeret, hvilket betyder at klyngeudbyttet muligvis ville kunne blive endnu større med et længere kondensationskammer.

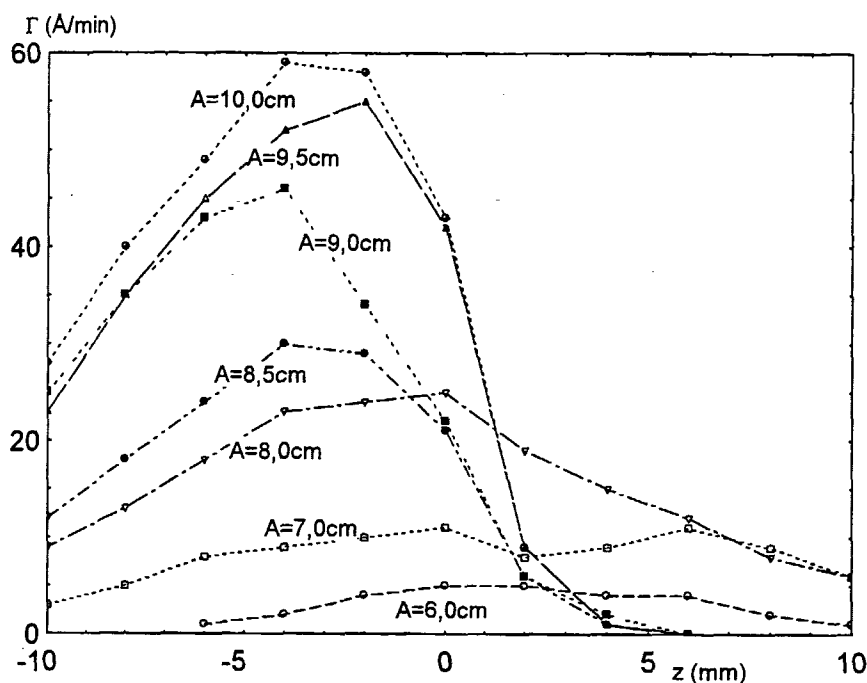


Figur 4.7 Stråletværsnit som funktion af anodepotentiale V_a for hatanoden med $X = 1\text{cm}$, $A = 8\text{cm}$, $I_k = 0,50\text{A}$, $P_{kond} = 250\text{Pa}$ og $V = 170\text{V}$. Cu^+ -klynger er til venstre for $z = 0\text{mm}$, mens Cu^- -klynger er til højre.

Figur 4.8 viser også hvorledes klyngerne stortset alle er positivt ladede for $A \geq 8,5\text{cm}$, mens ladningsfordelingen bliver mere jævn og går mod overvejende negativt ladede klynger for lavere værdier af A . Det store spring sker fra $A = 8,5\text{cm}$ til $A = 8,0\text{cm}$.

De tre figurer ovenfor illustrerer udmærket et vigtigt karaktertræk ved klyngekilden. De i figurerne anvendte data stammer fra måleserier der alle er udført samme dag uden at kilden har været åben. Alligevel varierer klynge-deponeringen mellem de samme forsøgsforløb meget, hvilket skyldes at klyngeproduktionen varierer med tiden. Dette er et typisk træk som det desværre ikke har været muligt at fjerne.

Problemet er ikke så stort inden for den enkelte måleserie hvor placeringen af et toppunkt for alle måleserier er checket flere gange. På baggrund af dette og erfaringerne med kilden vurderer jeg derfor usikkerheden for z -værdien af toppunkterne til $\Delta z = \pm 1\text{mm}$. Til gengæld er klyngeintensiteter fra forskellige måleserier svært sammenlignelige. Måleserier der i denne rapport er præsenteret i samme figur, er dog alle udført i umiddelbar forlængelse af hinanden, og de forskellige toppunkter er kontrolleret indbyrdes, således at



Figur 4.8 Stråletværsnit som funktion af afstanden A for hatanoden med $X = 1\text{cm}$, $I_k = 0,45A$, $P_{kond} = 250\text{Pa}$, $V_a = 4,0\text{V}$ og $V = 170\text{V}$. Cu^+ -klynger er til venstre for $z = 0\text{mm}$, mens Cu^- -klynger er til højre.

kurvernes indbyrdes placering på den lodrette intensitetsakse er troværdig. For eksempel er der ingen tvivl om at indstillingen $A = 10,0\text{cm}$ i figur 4.8 giver større klynge-deponering end indstillingen $A = 9,0\text{cm}$, der igen giver større klynge-deponering end indstillingen $A = 8,5\text{cm}$.

Resultaterne for hatanoden i afstanden $X = 1\text{cm}$ kan opsummeres som følgende:

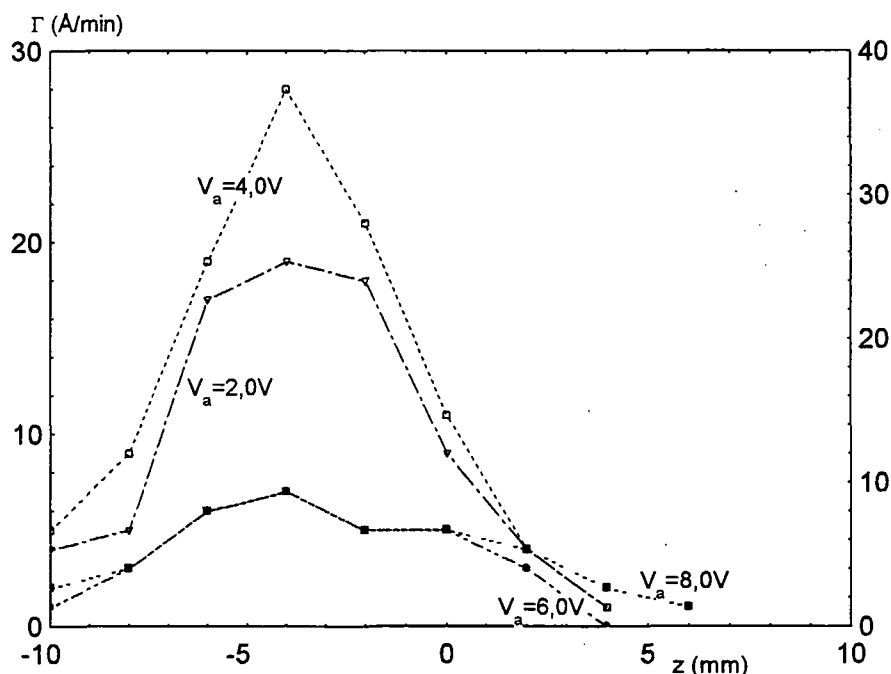
- **Ladningsfordeling:** Klyngernes ladning kan ændres med anodepotentialet fra at være overvejende positive ved $V_a \geq 1\text{V}$ til næsten udelukkende at være negative ved $V_a \approx 0\text{V}$. Længden af kondensationskammeret kan også ændre ladningsfordelingen på den måde at længder i intervallet $8,5\text{cm} \leq A \leq 10\text{cm}$ giver overvejende positivt ladede klynger, mens $A \leq 8,0\text{cm}$ giver klyngeintensiteter i samme størrelsesorden for både positive, negative og neutrale klynger.
- **Massefordeling:** For de indstillinger af klyngekilden der giver positive klynger, er middelmassen $\sim 5 \cdot 10^6$ atomer pr. klynge når klyngehastigheden sættes til 100m/s (svarende til $z = 3\text{mm}$ med en afbøjning på

$V = 170\text{V}$). For negative klynger opnået med $V_a \approx 0\text{V}$ er middelmassen derimod $\sim 2 \cdot 10^6$ atomer pr. klynge for samme hastighed.

Jeg vil i beskrivelsen af andre forsøgsoptillinger referere til disse resultater og koncentrere mig om de områder hvor resultaterne er anderledes i forhold til hatanoden med $X = 1\text{cm}$.

Hatanoden i andre positioner

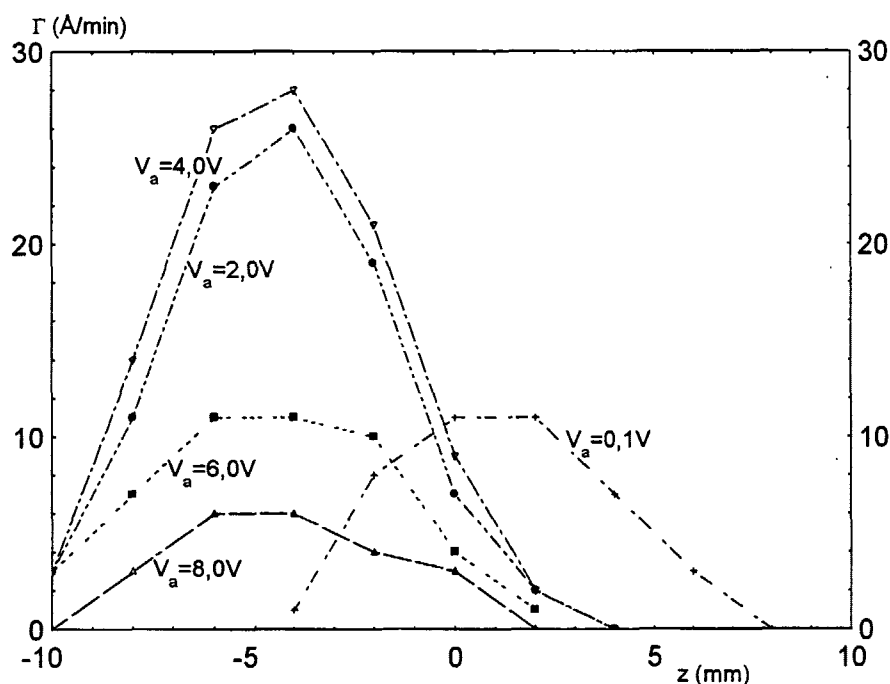
I figur 4.9 vises stråletværsnit som funktion af anodepotentiale for hatanoden i afstanden $X = 3\text{cm}$ mellem anode og katode. Situationen er her nogenlunde den samme som i positionen $X = 1$ hvor der er næsten udelukkende positive klynger og også her med en max intensitet for $V_a = 4,0\text{V}$. Middelmassen ligger for alle potentialer ved $z = -4\text{mm}$, hvilket jf. figur 4.3 svarer til klynger med $3 \cdot 10^6$ atomer når hastigheden sættes til $v = 100\text{m/s}$.



Figur 4.9 Stråletværsnit som funktion af anodepotentiale V_a for hatanoden med $X = 3\text{cm}$, $I_k = 0,50\text{A}$, $P_{kond} = 250\text{Pa}$, $A = 10,0\text{cm}$ og $V = 170\text{V}$. Cu^+ -klynger er til venstre for $z = 0\text{mm}$, mens Cu^- -klynger er til højre.

På figur 4.9 er der ingen måleserie for $V_a < 2,0\text{V}$ hvilket skyldes at det med anoden i denne position simpelthen ikke er muligt at komme længere ned

i potentiale, da anoden uden påtrykt spænding har et minimumspotentiale på $V_{min} \approx 2V$ (lige som den ved $X = 1\text{cm}$ lagde sig på $V_{min} \approx 0,3V$). Forklaringen på dette er højst sandsynligt at den større afstand betyder at kondensationskammerets vægge nu også begynder at virke som anode, og at anoden derfor tildels virker som en Langmuir-probe der måler det aktuelle potentiale. Det har været meget svært at få kilden til at køre stabilt over længere tid i denne opstilling, og selvom situationen ligner hatanoden 1cm fra katoden, er resultaterne dog mere usikre — også når det gælder stråletværsnit som funktion af A .



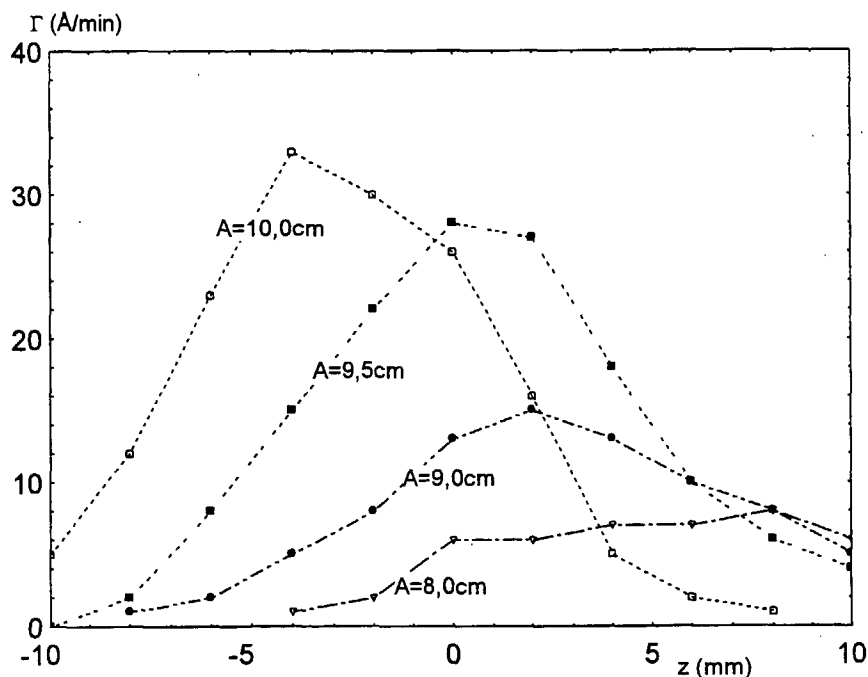
Figur 4.10 Stråletværsnit som funktion af anodepotentiale V_a for hatanoden i omvendt stilling med $X = 3\text{cm}$, $I_k = 0,45\text{A}$, $P_{kond} = 250\text{Pa}$, $A = 10,0\text{cm}$ og $V = 170\text{V}$. Cu^+ -klynger er til venstre for $z = 0\text{mm}$, mens Cu^- -klynger er til højre.

For at afprøve betydning af anodens geometri udførtes forsøg med hatanoden i omvendt stilling, dvs. med hatten pegende ind mod katoden. Resultater fra dette er vist i figur 4.10 med stråletværsnittet som funktion af anodepotentiale. Her ser situationen ud som for de tidligere indstillinger af hatanoden, dog med den forskel at måleserien $V_a = 0,1V$ igen er med. Minimumspotentialet er faldet ned til nogenlunde værdien for hatanoden i den normale stilling i $X = 1\text{cm}$, hvilket ikke er mærkeligt eftersom hatten er 1cm høj, og den nuværende placering betyder derfor at hullet i midten af anoden har

samme afstand til katoden som for $X = 1\text{cm}$.

4.4.2 Skiveanoden

Skiveanoden blev konstrueret for at undersøge flowets betydning for klynge-dannelsen. Med hatanoden begrænses flowet kraftigt i forhold til kørsel uden anoden idet det frie areal for passage her er nedsat til 16% af kondensationskammerets areal.⁵ Anderledes er det med skiveanoden der har samme mål som hatanoden blot med "hattepullen" skåret ud så hullet i midten nu har radius 4,0cm. Det medfører at flowarealet bliver 45% af kondensationskammerets areal.



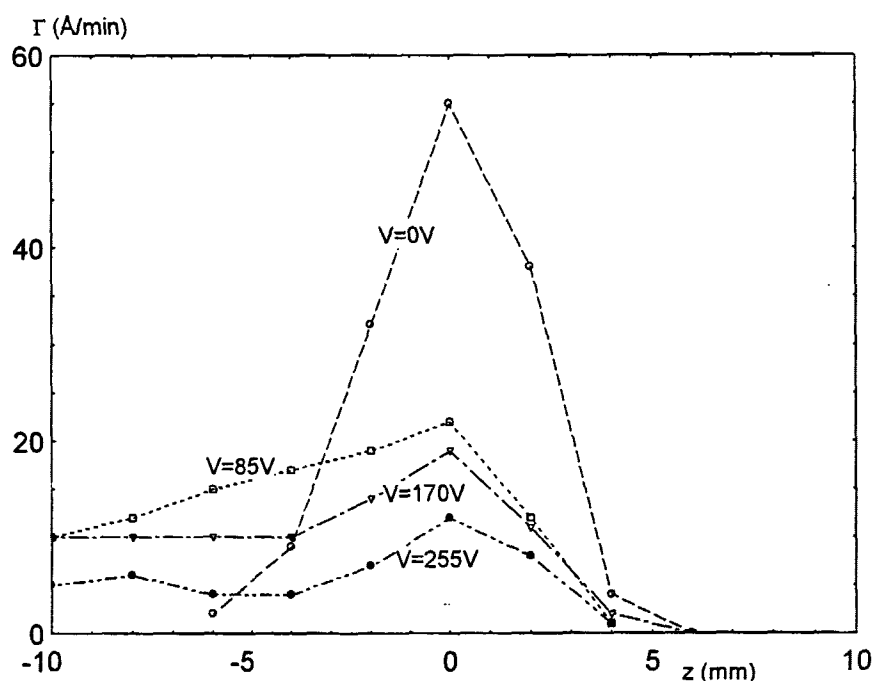
Figur 4.11 Stråletværsnit som funktion af afstanden A for skiveanoden med $X = 3\text{cm}$, $I_k = 0,50\text{A}$, $P_{kond} = 250\text{Pa}$, $V_a = 15,0\text{V}$ (0V påtrykt!) og $V = 170\text{V}$. Cu^+ -klynger er til venstre for $z = 0\text{mm}$, mens Cu^- -klynger er til højre.

I figur 4.11 vises stråletværsnit som funktion af afstanden A for skiveanoden placeret med $X = 3\text{cm}$ til katoden. Situationen er analog til hatanodens opførsel bortset fra to ting. For det første sker ændringen af stråletværsnittet

⁵Kondensationskammeret har et tværsnitsareal på $\frac{1}{4}\pi(7,1\text{cm})^2 = 40\text{cm}^2$, mens hatanoden har et areal på $\frac{1}{4}\pi((6,6\text{cm})^2 - (1,0\text{cm})^2) = 33\text{cm}^2$.

ikke som tidligere ved $A \approx 8,5\text{cm}$, men ved $A \approx 9,5\text{cm}$. For det andet er denne anodes minimumspotentiale på $V_{\min} \approx 15\text{V}$, dvs. det er ikke muligt at indstille anoden på en lavere spænding end dette. Hvis der påtrykkes et højere potentiale end 15V , falder intensiteten af alle klynge størrelser monotomt. Det er altså ikke muligt på samme måde som med hatanoden at styre ladningsfordelingen med anodepotentialet.

Nogenlunde det samme gør sig gældende for skiveanoden i positionen $X = 1\text{cm}$ hvor minimumspotentialet er 10V . Her virker det dog som om anoden næsten ingen indflydelse har på klynge deponeringen eftersom man skal helt op på et anodepotentiale på $\sim 20\text{V}$ for at mindske klynge deponeringen. Kilden er med denne opstilling forholdsvis ustabil, og det har derfor været umuligt at gennemføre tilstrækkeligt med tilfredsstillende måleserier til at præsentere dem her.



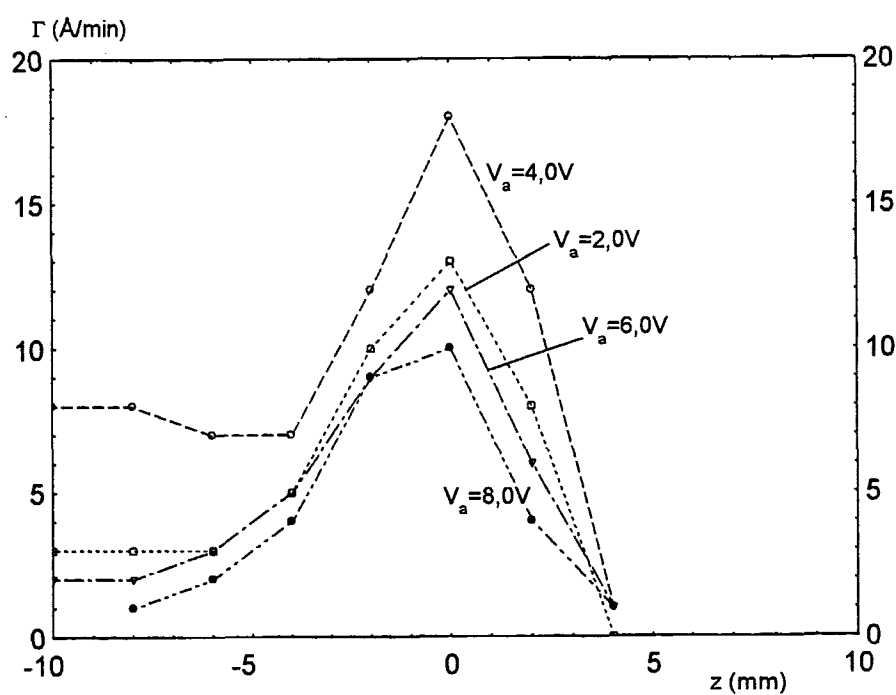
Figur 4.12 Stråletværsnit som funktion af afbøjningspotential V for netanoden med $X = 1\text{cm}$, $I_k = 0,46\text{A}$, $P_{\text{kond}} = 280\text{Pa}$, $V_a = 4,0\text{V}$ og $A = 10\text{cm}$. Cu^+ -klynger er til venstre for $z = 0\text{mm}$, mens Cu^- -klynger er til højre.

4.4.3 Netanoden

Indsættelsen af en veldefineret anode i kondensationskammeret har som opgave at styre det elektriske felt mellem katode og anode og derved skærme plasmaet fra kammerets vægge. Det var derfor oplagt at forsøge med en anodetype bestående af to skiveanoder der holder et nikkernet imellem sig. Herved skulle man kunne skærme plasmaet lige så godt som med hatanoden og samtidig mindske opbremsningen af flowet. I det anvendte net er der 5mm mellem trådene, som hver især har en diameter på 0,1mm.

I figur 4.12 er vist stråletværsnit som funktion af afbøjningspotentiallet med netanoden og $X = 1\text{cm}$. Det ses her at der som tidligere stortset ingen Cu^- -klynger er, og at de neutrale klynger udgør omkring en tredjedel af den samlede klyngestråle. Men for de positivt ladede klynger er massefordelingen ændret således at der nu ikke er noget tydeligt maksimum. Sammenlignes med hatanoden i samme position (figur 4.6 på side 40) er massefordelingen altså mere udsmykket over flere klyngestørrelsesordner.

I modsætning til skiveanoden har netanoden i denne position et lavt minimumspotentiale på omkring 2V hvilket muliggør målinger svarende til de tidligere af anodepotentiallets betydning. Disse vises i figur 4.13 hvor bidraget fra de neutrale klynger tydeligvis er dominerende. Men som i figur 4.12 skyldes det at stråletværsnittet under indflydelse af afbøjningspladerne er meget bredt. Dog ses det at også her giver et anodepotentiale på $V_a = 4\text{V}$ maksimal intensitet. De præsenterede målinger af netanoden er dog præliminære, idet der desværre ikke har været tid til mange gentagne måleserier. Det skal dog nævnes at det med netanoden i positionen $X = 3\text{cm}$ ikke har været muligt at opnå en tilstrækkelig intensitet af klynger til at gennemføre måleserier.



Figur 4.13 Stråletværsnit som funktion af anodepotentiale V for netanoden med $X = 1\text{cm}$, $I_k = 0,46\text{A}$, $P_{\text{kond}} = 280\text{Pa}$, $V = 170\text{V}$ og $A = 10\text{cm}$. Cu^+ -klynger er til venstre for $z = 0\text{mm}$, mens Cu^- -klynger er til højre.

Kapitel 5

Diskussion

5.1 Vækstmodellens forudsigelser

Modellen for klyngedannelse beskrevet i kapitel 3.3 forudsagde at klyngernes størrelsesfordeling ville indeholde forholdsvis mange klynger med $N > 10^3$. Dette stemmer overens med forsøgsresultaterne hvor en typisk klyngestørrelse er $N = 5 \cdot 10^6$. Modellen har derfor vist sig anvendelig til simulering af klyngedannelse. Desværre begrænses beregningernes forudsigelser meget af utilstrækkelig regnekraft og -tid. Der er dog i selve modellen ingen hindring for en beregning af klyngeintensiteter på fx $N = 10^6$. Men måtte man ønske at arbejde videre på beregninger af klyngeveksten, skulle man nok overveje en måde hvorpå man kunne begrænse antallet af nødvendige beregninger.

5.2 Anodens betydning

Anoden har som ventet stor indflydelse på resultaterne. Klyngeudbyttet er nu så højt at man kan undvære magneterne, der som nævnt i indledningen tidligere sad uden på kondensationskammeret.¹ Samtidig er det muligt at stabilisere kilden langt bedre således at det er muligt at foretage længerevarende målinger.

Det er dog begrænset hvad man med anoden kan ændre på. Håbet om at kunne påvirke klyngestørrelsen for på den måde at lære mere om de afgørende

¹Uden anode i kondensationskammeret kunne disse magneter forhøje klyngeintensiteterne med mindst en faktor 10, mens magneterne med en velplaceret anode kun kan øge udbyttet med ca. en faktor 2.

parametre for klyngevæksten har ikke kunnet indfries. Forskellige anodetyper og -placeringer har godt nok i visse tilfælde givet forskellige middelmasser, men alle inden for den samme størrelsesorden, og resultaterne har heller ikke peget på en bestemt parameter som den afgørende for klyngestørrelsen.

Det må derfor konkluderes at klyngernes middelstørrelse i de udførte forsøg ikke påvirkes afgørende af anodens form, potentiale eller placering. Men eftersom anoden har stor betydning for hvilke opstillinger der giver en klyngeintensitet af en målelig størrelse, kan det ikke afvises at anoden rent faktisk kan påvirke klyngernes størrelse — i så fald er det blot i opstillinger hvor det samtidig desværre ikke er muligt at detektere klyngerne med kvartskrystallen, som jo ikke er så følsomt et måleinstrument som man kunne ønske sig.

Det skal dog nævnes at forsøg med netanoden kunne tyde på en anden massefordeling blandt klyngerne, forstået som flere lette klynger. De udførte forsøg kan dog på ingen måde argumentere overbevisende for dette synspunkt, og det er dermed nødvendigt med flere forsøg. Her kunne det være interessant at undersøge resultatet af at placere netanoden tættere på katoden end 1 cm fordi man her kunne forvente at netanoden begrænser plasmaets udstrækning yderligere og dermed begrænser tiden til rådighed for klyngedannelse med mindre klynger til følge.

Inden anoden blev konstrueret, var det ikke muligt at ændre ladningsfordelingen, men med anoden i spil kan man faktisk bestemme en del. Mest tydeligt ses dette med hatanoden hvor klyngedeposeringen samlet set er størst ved $V_a \approx 4V$. Her er ca. 80% positivt ladede klynger (resten neutrale), men hvis man ændrer anodepotentialet til $V_a \approx 0V$, er hovedparten af klyngerne negativt ladede eller neutrale. Som det er fremgået er det kun bestemte forsøgsopstillinger der "tillader" at pålægge et anodepotentiale på under ca. 2V. Anoden har simpelthen et minimumspotentiale V_{min} som den bliver på selvom spændingsforsyningen sættes til 0V. For netanoden er $V_{min} \approx 2V$, for hatanoden (både normal og omvendt stilling) er $V_{min} \approx 0,3V$ og for skiveanoden er V_{min} helt oppe på ca. 10–15V. Det betyder at anodepotentialet kun kan bruges til at frembringe negativt ladede klynger når hatanoden anvendes. En forklaring på eksistensen af dette minimumspotentiale kunne være at væggene i visse opstillinger overtager anodefunktionen fordi anoden simpelthen forholdsmæssigt er for lille eller for langt væk fra katoden. Minimumspotentialet kunne så være et udtryk for det aktuelle potentiale i anodens placering.²

²Det var i en tidligere forsøgsopstilling muligt at måle strømmen fra katoden og til anoden uafhængigt, således at det kunne undersøges om anoden virkelig fungerede som

5.3 Betydning af det elektriske felt kontra argonflowet

For alle anoder og i alle instillinger giver et anodepotentiale på $V_a \approx 4V$ det største samlede klyngeudbytte. Dette interessante resultat kunne tyde på at forklaringen på anodepotentialets indflydelse skulle findes i feltet mellem anoden og skorstenen eftersom forskellen mellem anode-, plasma- og katodepotentialet er den samme uanset anodepotentialet. Anodepotentialet løfter blot de to andre potentialer således at mens $V_a = 1V$ medfører at $V_{plasma} \approx 11V$, så giver $V_a = 4V$ i stedet $V_{plasma} \approx 14V$. Feltet mellem anode og skorsten kunne man forestille sig fungerede som et fokuseringsfelt hvor klyngernes baner blev afbøjet afhængigt af deres masse.

Ud fra en simpel beregning af tilstedeværelsen af argongasflowet og dets betydning for opbremsningen/accelerationen af klyngerne må man dog i første omgang afvise dette. For viskøst, laminart flow gælder følgende sammenhæng for en kugleformet genstand der af en kraft F bevæges gennem et medie:³

$$D = 6\pi\mu rv \quad (5.1)$$

hvor D er opbremsningskraften, μ er mediets dynamiske viskositet, r er genstandens radius, og v er den indbyrdes hastighed. Hvis genstanden er en enkeltladet klynge bestående af $N = 10^6$ Cu -atomer, og mediet er bæregassen af argon, kan man udregne klyngernes terminale eller endelige hastighed i forhold til argongassen som følge af påvirkningen af de to krafter D og F , hvor sidstnævnte er den elektriske kraft: $F = qE = \frac{eV}{l}$. Et bud på en maksimal værdi for F fås ved at betragte det elektriske felt mellem anode og plasma som hvis afstanden i mellem vurderes til $l = 1\text{cm}$, giver $F = 1\text{keV/m}$. Den endelige hastighed v opnås når $F = D$ hvilket betyder at

$$v = \frac{F}{6\pi\mu(r_{WS}N^{1/3})} = 2,3 \cdot 10^{-5}\text{m/s} \quad (5.2)$$

Her anvendes en tabelværdi for viskositeten på $\mu = 2,6 \cdot 10^{-5}\text{kg/ms}$. Den indbyrdes hastighed mellem argongassen og klyngerne er altså meget lille i forhold til flowhastigheden i kondensationskammeret på $v_{kond} = 0,2\text{m/s}$ udregnet ud fra det totale masseflow $Q = 0,20\text{m}^3\text{Pa/s}$. Det betyder at det

den dominerende anode i kondensationskammeret. Disse målinger er desværre kun udført med hatanoden, hvor den indgående strøm til anoden var 99-100% af den udgående strøm fra katoden.

³[Tritton, 88], s.110.

er flowet der er afgørende for klyngernes bevægelse efter passage af anoden, og ikke det elektriske felt.

Men eftersom resultaterne som sagt peger i retning af at det elektriske felt skulle have stor betydning har jeg alligevel gennemført simuleringer af kondensationskammeret og klyngebevægelser i computerprogrammet SIMION. I Appendix C redegøres mere grundigt for disse simuleringer. Programmet fungerer ved ud fra en given geometri af elektroder og ikke-elektroder at beregne det elektriske felt. Det er så muligt at placere ladede partikler med en bestemt energi og masse i bestemte begyndelsespunkter og iagttage deres færd gennem geometrien. I dette tilfælde placeres klynger med en masse på 10^6 Cu-atomer i nærheden af anoden. Det viser sig dog at klyngerne skal have en meget lav energi for at mærke påvirkning fra feltet mellem anode og skorsten.

Det er meget svært at vurdere klyngernes energi når de når ud af plasmaets afskærmning og begynder at mærke feltet fra anoden. Jeg har derfor forsøgt mig med forskellige energier og fundet frem til at med en kinetisk energi på 10eV pr. klynge kan simuleringerne give et bud på hvorfor kun anodepotentialer på ~ 0 V medfører målinger af negative klynger. Disse klynger vil bremses op af feltet mellem anode og skorsten og simpelthen ikke slippe hen til skorstenen med mindre anodepotentialet er $V_a < 1$ V. Dette er illustreret på figur C.1 og C.2 i Appendix C, hvor der vises baner af negative klynger med et startpunkt til venstre for anoden.

Dette resultat kunne også understøtte hvorfor afstanden mellem katode og skorsten har indflydelse på ladningsfordelingen. For alle anodetyper og -placeringer er den maksimale deponering Γ_{max} opnået ved $A = 10$ cm, hvilket er den maksimale afstand mellem katode og skorsten.⁴ Ved $A = 10$ cm er langt hovedparten af klyngerne positivt ladede, men hvis $A < 9$ cm ændrer billedet sig mod en ligelig fordeling af Cu^+ -, Cu^- - og neutrale klynger. Ved $A < 8$ cm er der en overvægt af Cu^- -klynger. Dette kunne forklares med at de negative klynger kun ved de mindre værdier af A når hen til skorstenen. I figurerne i appendix C er kammeret indtegnet med en længde svarende til $A = 10$ cm, og det ses her at et kortere kammer alt andet lige kan øge udbyttet af negative klynger.

At en opstilling med $A = 10$ cm generelt giver større klyngeintensitet end for $A = 8$ cm, kunne skyldes gasflowet her har længere tid til at rette klyngernes bevægelse i retning mod skorstenen. Klyngerne spredes i en vifte efter anoden,

⁴Det er derfor ikke sikkert at der er tale om en max-værdi, fordi et længere kondensationskammer måske ville give større klyngedeponering.

men vil på grund af sammenstød med argonatomer rettes ind og jo længere tid der er til dette, jo flere klynger vil komme med ud af skorstenen.

Men simuleringerne i SIMION tager ikke hensyn til gasflowet, og det har som beskrevet tilsyneladende meget stor betydning for klyngernes bevægelse. Det gør det svært at give fornuftige bud på hvorfor $V_a = 4V$ gennemgående giver størst intensitet både af Cu^+ -klynger og af klyngestrålen som helhed. Hvis udregningen efter ligning 5.2 holder, er situationen efter anoden nogenlunde den samme for klyngerne i alle forsøgopstillinger. Derfor må man forvente at det alligevel er i området mellem anode og katode at de afgørende faktorer spiller ind. En mulighed er potentialeforskellen mellem anoden og kondensationskammerets vægge, som jo netop svarer til V_a da væggene er jordforbundne. At væggene kan have indflydelse på plasmaet, skyldes at anoden ikke skærmer plasmaet i mellemrummet mellem katodeblokken og anoden. Afstanden her er godt nok ikke stor (1–3cm), men det kunne nok alligevel anbefales at undersøge resultatet af en anode med "skørter" som fuldstændig skærmer plasmaet fra andet end katoden. Her kunne man også bedre bestemme flowhastigheden forbi anoden eftersom den eneste vej ville være gennem anodehullet.

5.4 Konklusion

Det elektriske felt i og omkring klyngedannelsesområdet har stor betydning for karakteren af de målte klynger. I de udførte målinger med tre forskellige anodetyper i forskellige indstillinger har et anodepotentiale på +4V i forhold til jord gennemgående givet den højeste intensitet i den målte klyngestråle. Ved dette potentiale består klyngerne langt overvejende af positivt ladede klynger, men dette kan ændres ved med det rette valg af anodegeometri (fx hatanoden) at sænke anodepotentialet til omkring 0V. Her måles overvejende negativt ladede klynger.

Det har ikke været muligt at ændre massefordelingen ud over en størrelsesorden. Det har på baggrund af overvejelser omkring det elektriske felts betydning for klyngedannelsen i forhold til argonflowets betydning ikke været muligt at give tilfredsstillende teoretiske forklaringer på de observerede fænomener. Til gengæld har den anvendte model af klyngevæksten vist sig anvendelig - dog med visse regnetekniske begrænsninger. De præsenterede modelberegninger forudsiger at den aktuelle konfiguration af katode og anode fører til store klynger. Samtidig fortæller modellen at en begrænsning af rumfanget mellem katode og anode skulle føre til mindre klynger. En test af denne

hypotese kræver at anoden bringes tættere på katoden end det har været muligt i dette projekt.

5.5 Det videre arbejde med klyngekilden

"Al god forskning afsluttes med opfordring til mere forskning", sagde en klog mand engang. Hvis det er rigtigt, er dette projekt god forskning, for selvom projektet har givet svar på en del spørgsmål om klyngedannelsesprocessen i den anvendte kilde, har det givet anledning til endnu flere spørgsmål. Samtidig har det vist sig at kilden ikke er optimalt indrettet til de for dette projekt ønskede forsøg.

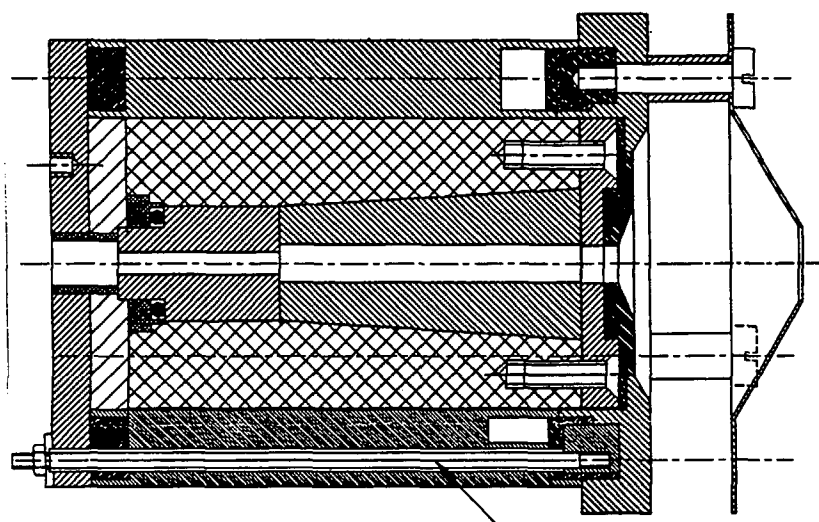
For at starte med det sidste ville en mere nøjagtig og følsom hastigheds- og massebestemmelse af klyngerne være ønskelig. Desuden kræver kvartskrystallen som tykkelsesmåler forholdsvis store klyngestråleintensiteter når der arbejdes med en klyngestråle opsplittet af afbøjningsplader. Dette arbejdes der i øjeblikket med at forbedre ved at indbygge en *chopper*. Samtidig kunne en mere fleksibel styring af anodekonfigurationen være en gevaldig forbedring. I øjeblikket kan kun afstanden mellem katode og skorsten varieres udefra, mens en ændring af anodeform og -afstand X til katoden kræver nedlukning af kilden og åbning ind til kondensationskammeret. En mulighed for ændring af især afstanden X under kørsel med kilden kunne være meget interessant og kunne samtidig teste hypotesen om at X har indflydelse på massefordelingen.

Endelig kunne en konstruktion af en anode med "skørter" således at plasmaet blev fuldstændig skærmet fra kammerets vægge formentlig give anodepotentialen en større indflydelse. Den i projektet anvendte vækstmodel for klyngerne forudsiger at rumfanget mellem katodemundning og anode har indflydelse på klyngernes endelige masse. Dette kunne testes med en anode af variabel størrelse.

Jeg håber der er andre som kan fortsætte arbejdet med at udforske hulkatodeforstøvningskilden — der er endnu lang vej til en fuldstændig forståelse af fysikken bag de iagttagede fænomener.

Appendiks A

Tegninger af klyngekilden



Figur A.1 Tværsnit af katodeblokken og hatanoden (selve katoden er ikke indtegnet). Pilen angiver den elektriske forbindelse til anoden.

Figur A.2 Oversigtstegning af klyngekilden med hatanoden monteret. (*Figuren er placeret på næste side!*)

Appendiks B

Klyngevekst simuleret i MAT-LAB

Jeg har i MAT-LAB til UNIX programmeret en procedure til fremskrivninger af ligning 3.12 som listes på de følgende sider. Jeg vil i det følgende forklare programmets opbygning (se også kommentarerne i programlisten).

I begyndelsen fastsættes de nødvendige startbetingelser hvor de vigtigste er; om der er tale om proces 1 eller 2; værdien af den maksimale klyngestørrelse N ; og den K -værdi, $K_{\max}$, som fremskrivningen skal standse ved. Desuden det maksimale tidsstep i enheder af K (det aktuelle tidsstep, dK , beregnes undervejs, se senere).

Efter erklæring af diverse variable begynder beregningen af stødkoefficienterne $C(k,l)$ som er en $N \times N$ -matrix. Det er håndteringen af denne matrix der giver computeren problemer hvis N er væsentlig større end 1000. Herefter starter hovedløkken som fortsætter helt til $K_{\max}$ er nået.

Først beregnes ændringerne i klyngetætheder, dn , hvilket er en N -vektor. Princippet her er at se på hver enkelt klyngestørrelse k 's sammenstød med hver enkelt klyngestørrelse l (altså en dobbelt løkke) og dernæst udregne hvilken ændring af klyngestørrelserne k , l , og $(k+l)$ dette fører til.

Så beregnes det aktuelle tidsstep, dK , i forhold til den aktuelle aktivitet som er det numerisk største produkt af en klyngetæthed $n(m)$ og dens aktuelle ændring $dn(m)$. Der sørges også for at fremskrivningerne nøjagtigt vil ramme de i starten ønskede K -værdier som skal gemmes. Lige herefter testes for om det udregnede tidsstep vil føre til negative klyngetætheder. Hvis dette er tilfældet, halveres tidssteppet.

Derefter fremskrives alle klyngetætheder $n(1)-n(N)$, og K sættes lig $K+dK$.

Med mindre Kmax er nået, starter hovedløkken forfra. Når Kmax nås, gemmes og plottes de ønskede værdier af K.

```

Dec 18, 97 16:04          sebu1.m          Page 1/3
% -----
% Modellering af klyngedannelse i sputter-kilden          Filnavn: sebu1.m
% -----

nyberegn=0          % = Afgør om der regnes videre på tidligere
                    værdier eller der startes på nye:
                    1=Ja, 0=Nej
proces=2          % = 1 eller 2; I proces 1 tilføres nyt
                    stof - det gøres der ikke i proces 2.

% -----
% Brugte variable:
% -----

Kmax=10          % = "Dimensionsløstid" = tiden divideret
N=1000          med middeltid mellem monomer-kollisioner
                % = Maksimal klyngestørrelse udtryk ved
                antallet af kobberatomer
Sim=1          % = Vedhæftningskoefficient
Skl=Sim          % = Vedhæftningskoefficient
maxstep=0.05          % = det maksimale tidsstep der tillades
                    (i enheder af K)
deltaK=0.2          % = Forskellen i K mellem hver graftegning
toN=(2*N);          % = Beregningsvariabel

if nyberegn==1;
    n=zeros(1,N);          % = Tætheden af klynger med 1 til N atomer
    n(1)=1;          % = Tætheden af klynge med 1 atomer
    ngraf=zeros(N, (Kmax/deltaK)); % = Tætheder til graftegning
    K=0;
end

Kstart=K
dn=zeros(1,toN);          % = Ændringen af tætheden af klynger med
                    1 til toN atomer
aktiv=0;          % = Aktivi tetsniveau for dn
nyn=zeros(1,N);          % = Beregningsvariabel
k=1; l=1; m=1; i=0; step=0; % = Begyndelsesværdier for beregningsvariable
Kgraf=deltaK

if nyberegn==0;
    ngraf=zeros(N, ((Kmax-Kstart+deltaK)/deltaK)); % Tætheder til graftegning
    ngraf(:,1)=n';
    Kgraf=Kstart+deltaK
end

% -----
% Beregning af C(k,l)
% -----
if nyberegn==1
    C=zeros(N,N);
    for k=1:N;
        for l=1:N;
            C(k,l)=(sqrt(1/k+1/l))*(k^(1/3)+l^(1/3))^2*Skl;
        end
    end
    k=1; l=1;
end

% -----
% Hovedløkke

```

Dec 18, 97 16:04

sebu1.m

Page 2/3

```

% -----
while K<Kmax;
    i=i+1
    dn=zeros(1,toN); % = Ændringen af tætheden af klynger
                    % med 1 til toN atomer

    % -----
    % Beregning af dn
    % -----
    for k=1:N;
        for l=1:N;
            ddn=n(k)*n(l)*C(k,l); % = Bidraget fra klynge k og l
            dn(k+l)=dn(k+l)+ddn;
            dn(k)=dn(k)-ddn;
            dn(l)=dn(l)-ddn;
        end
    end
    k=1; l=1; aktiv=0;

    % -----
    % Beregning af step-størrelse
    % -----
    for m=1:N
        test=abs(n(m)*dn(m));
        if test>aktiv;
            aktiv=test;
        end
    end
    m=1;
    step=1/aktiv;
    % if step>maxstep;
    % step=maxstep;
    % end
    nyn(1)=n(1)+(dn(1)*step);
    if nyn(1)==0;
        step=0.5*step;
    end
    if (step+K)>Kgraf;
        step=Kgraf-K;
    end

    % -----
    % Test af negative klyngestørrelser
    % -----
    while m<=N;
        nyn(m)=n(m)+(dn(m)*step);
        if nyn(m)<0;
            step=0.5*step;
            m=1;
        else m=m+1;
        end
    end
    m=1;

    % -----
    % Fremskrivning af klyngetætheder
    % -----
    n=nyn;
    if proces==1;
        n(1)=1; % Denne linje bestemmer om der tilføres nyt stof
    end
    K=K+step

```

Dec 18, 97 16:04

sebu1.m

Page 3/3

```
if K==Kgraf; % Her gemmes klyngeintensiteterne til graftegning
    ngraf(:,:,((Kgraf-Kstart+deltaK)/deltaK))=n';
    Kgraf=Kgraf+deltaK;
    semilogy(ngraf)
    title(K)
end
end

% -----
% Graftegning
% -----
save npl_k001 ngraf n K i
if proces==2
    semilogy(ngraf)
end
if proces==1
    semilogy(ngraf)
end
xlabel('Klyngestørrelse N')
ylabel('Intensitet')
title(K)
grid on
```

Appendiks C

Kondensationskammeret simuleret i SIMION

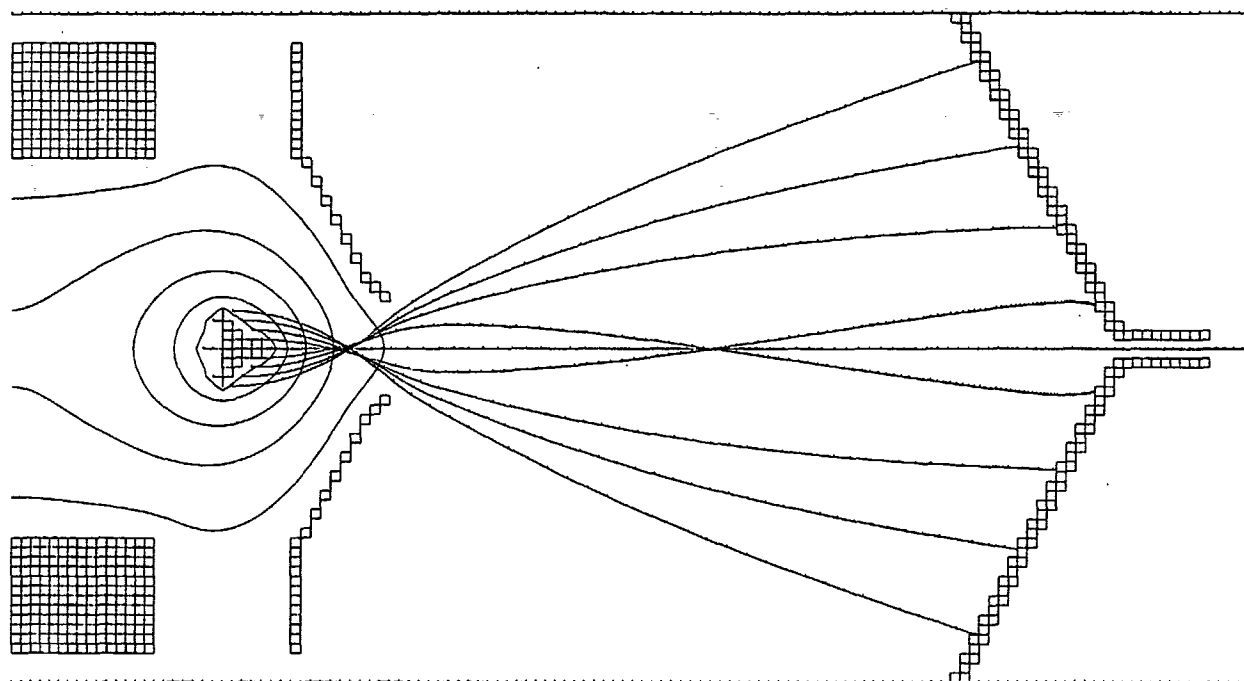
SIMION er et program til simulering af elektriske felter og ladede partiklers opførsel i disse. Det fungerer ved at man indtegner en given elektrodegeometri med de aktuelle potentialer i en valgt symmetri — i dette tilfælde har vi rotationssymmetri om centeraksen, hvilket betyder at det kun er nødvendigt at tegne den ene halvdel af tværsnittet af kondensationskammeret. På de følgende figurer ses kammerets vægge, hatanoden og plasmaet. Katoden indgår slet ikke i simuleringerne eftersom det er karakteristisk for plasmaet fuldstændigt at skærme omgivelserne for katodefeltet. Plasmaet, hvor kun det yderste er medtaget, er tegnet ud fra observationer i [Nielsen, 96]. Dets nøjagtige udseende i denne konfiguration er dog ukendt.

På baggrund de indtegner potentialer på elektroderne itererer SIMION sig frem til feltet i kammeret. Dette er illustreret med ækvipotentiaallinjer, der for alle figurer har værdierne 1V, 3V, 5V,..., 19V. Antallet af ækvipotentiaallinjer er selvfølgelig afhængig af det aktuelle anodepotentiale, V_a , som jo også afgør plasmapotentialet ($V_a + 10V$).

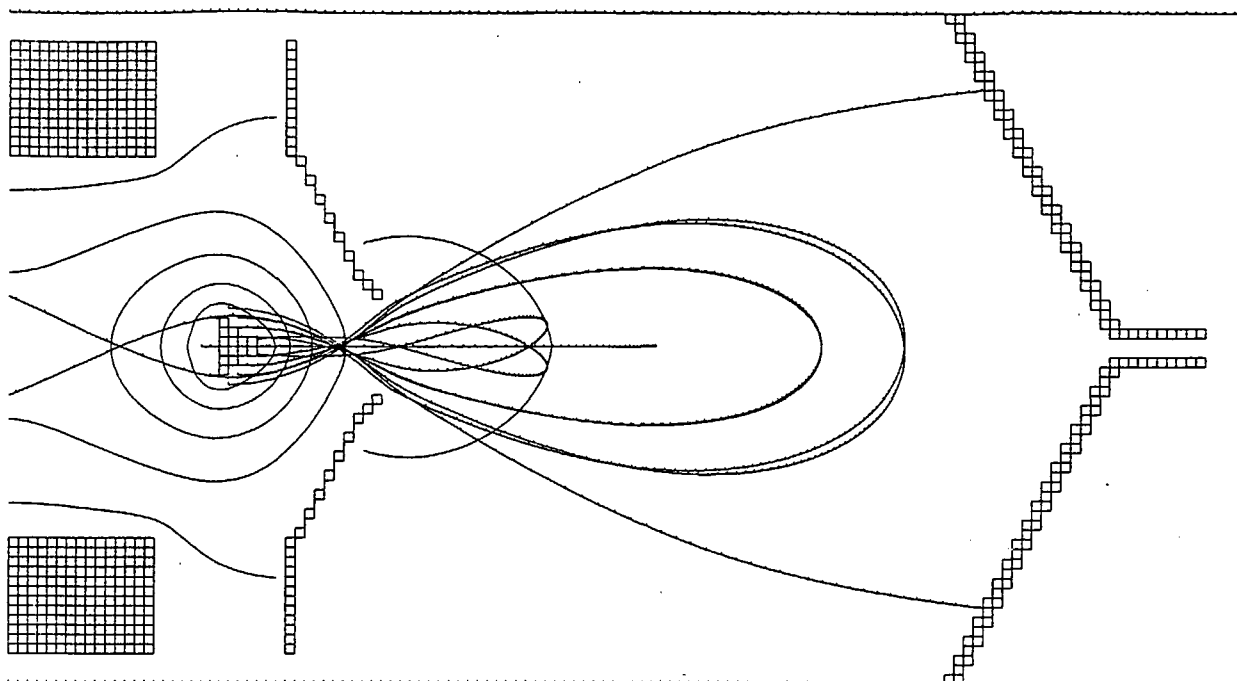
For alle figurer sendes klynger med en masse på 10^6 kobberatomer og en ladning på $\pm e$ afsted umiddelbart uden for plasmaoverfladen fra forskellige positioner (til venstre på figurerne). Klyngernes baner kan så følges mod højre lige indtil de stopper ved sammenstød med anoden eller kammerets vægge. De små tics på klyngebanerne er tidsmarkere, som alle er placeret med 1ms imellem.

Figur C.1–C.4 viser hvorledes det elektriske felt kan påvirke bevægelsen af negativt ladede klynger med en kinetisk energi på 10eV. Figur C.5–C.6 viser hvorledes dette ikke er tilfældet hvis klyngernes energi blot er det dobbelte.

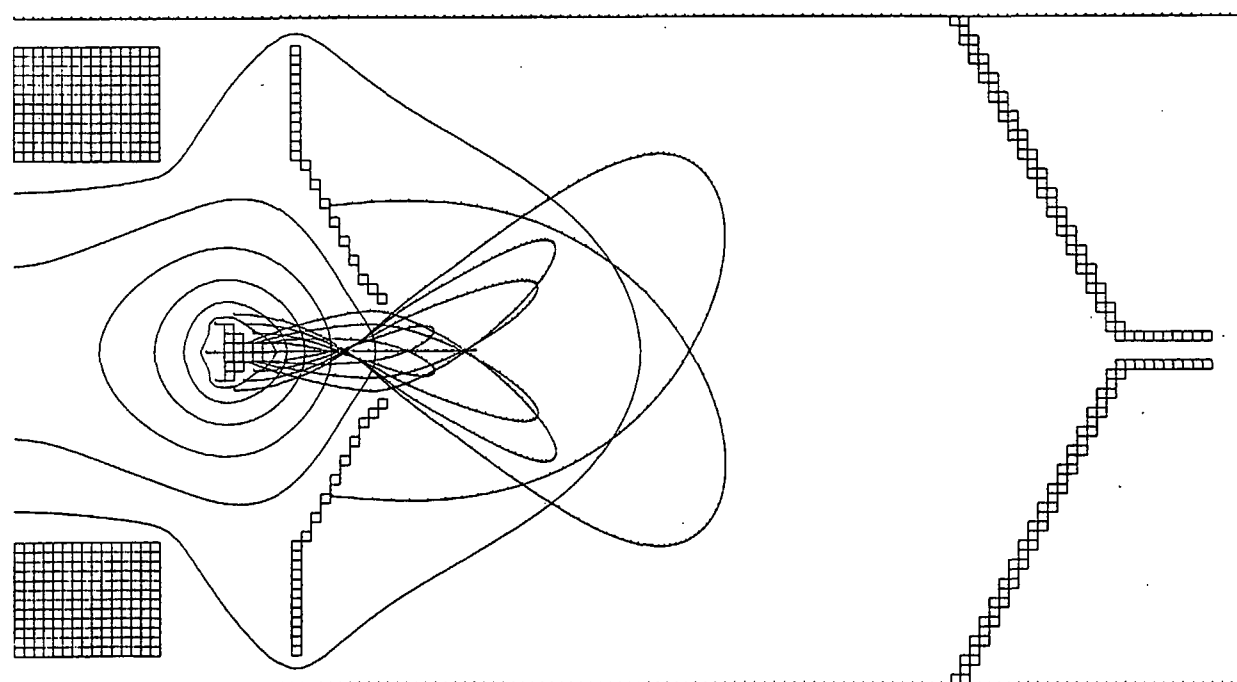
Figur C.7-C.8 viser hvorledes feltet tilsyneladende ikke har indflydelse på bevægelsen af positivt ladede klynger med energien 10eV.



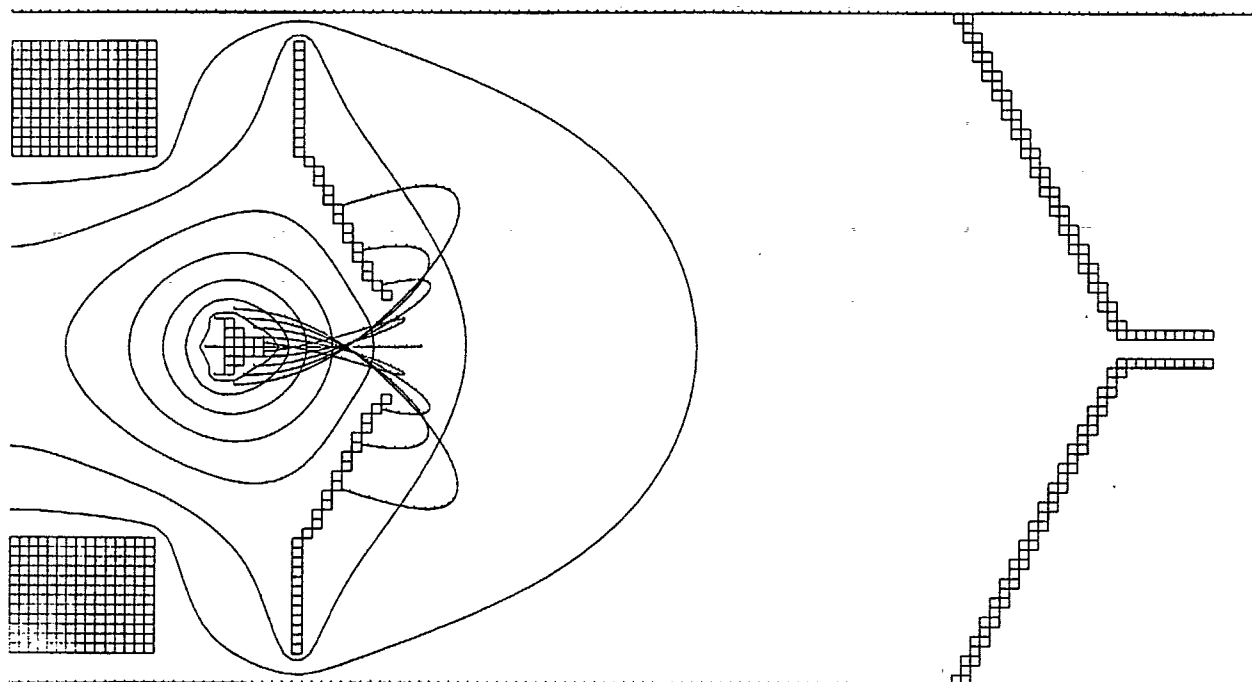
Figur C.1 Cu^- -klynger med en kinetisk startenergi på $U=10\text{eV}$ med et anode-potentiale på $V_a = 0,5\text{V}$.



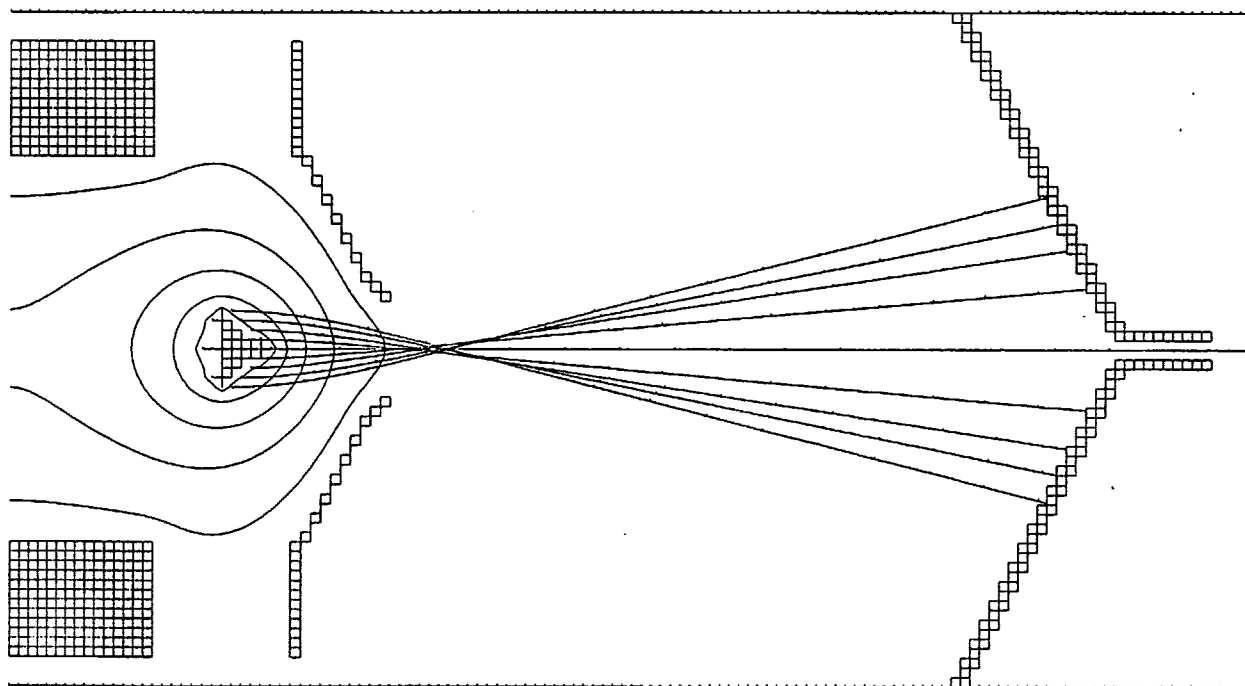
Figur C.2 Cu^- -klynger med $U=10\text{eV}$ og $V_a = 1,0\text{V}$.



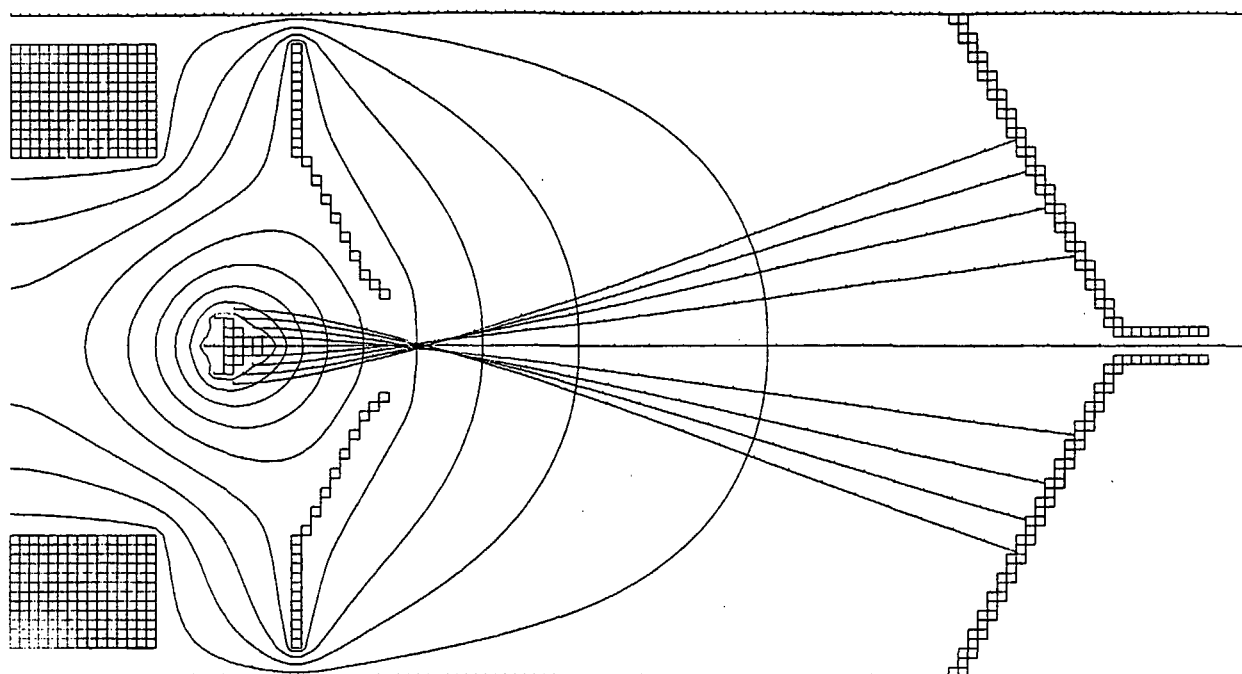
Figur C.3 Cu^- -klynger med $U=10\text{eV}$ og $V_a = 2,0\text{V}$.



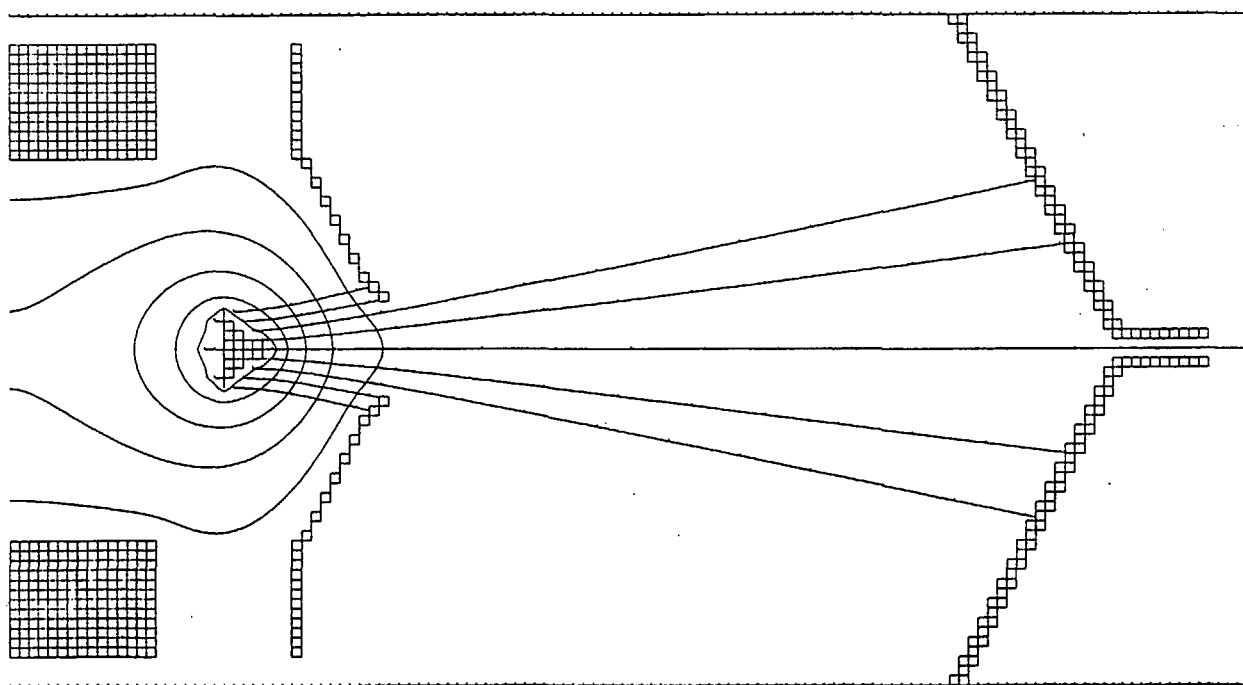
Figur C.4 Cu^- -klynger med $U=10\text{eV}$ og $V_a = 4,0\text{V}$.



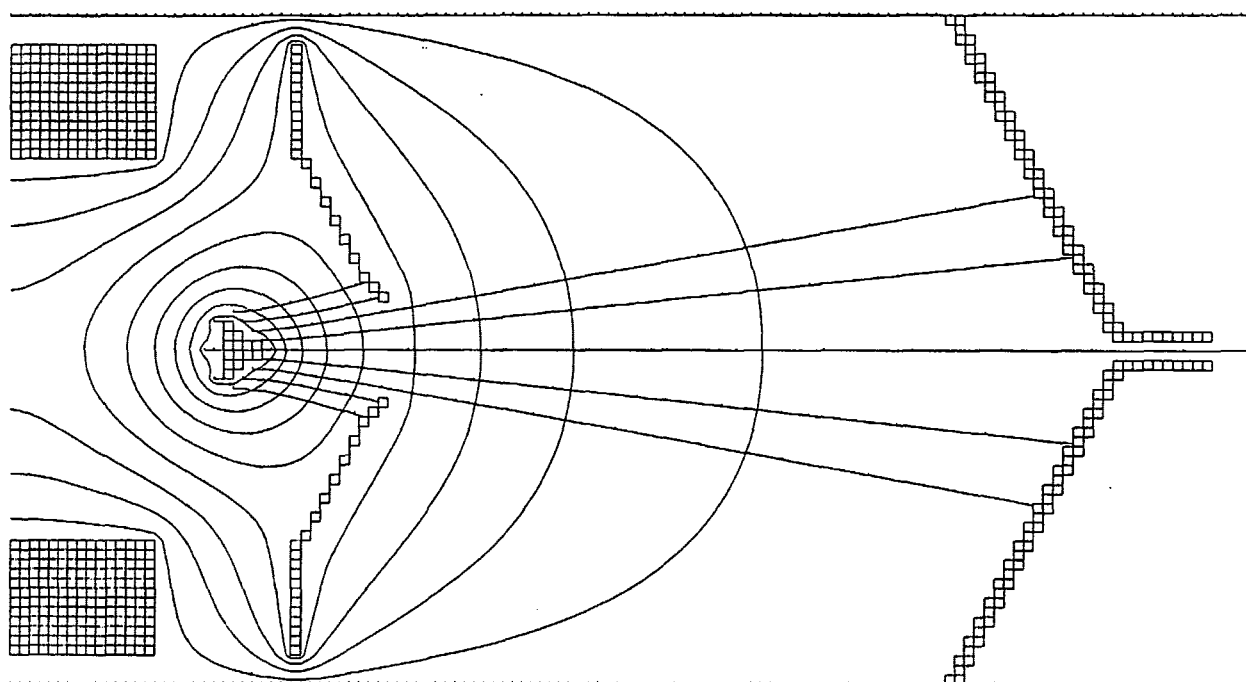
Figur C.5 Cu^- -klynger med $U=20\text{eV}$ og $V_a = 1,0\text{V}$.



Figur C.6 Cu^- -klynger med $\bar{U}=20\text{eV}$ og $V_a = 8,0\text{V}$.



Figur C.7 Cu^+ -klynger med $U=10\text{eV}$ og $V_a = 0,5\text{V}$.



Figur C.8 Cu^+ -klynger med $U=10\text{eV}$ og $V_a = 8,0\text{V}$.

Appendiks D

Alternativ udregning af klyngernes hastighed

Dette appendiks diskuterer en alternativ udregning af hastighedsslippet der er udført efter projektaflevering, og som derfor ikke var med i den eksaminede rapport. Udregningen antyder en noget højere hastighed for kobberklyngerne hvilket betyder en klyngemiddelstørrelse på ca. $1 \cdot 10^6$ atomer (en faktor 5 mindre en den i rapporten konkluderede).

Hvis viskøse effekter negligeres, hvilket er rimeligt for så små partikler som klynger alligevel er, kan bevægelsesligningen skrives som

$$M_{kl} \frac{dv}{dt} = 4\phi\sigma(v_{Ar} - v_{kl})M_{Ar}$$

hvor σ er stødtværsnittet for argon-klynge-kollisioner og $\phi = \frac{P_m}{\sqrt{2\pi m_{Ar} k_B T}}$ er sammenstødsfrekvensen mellem argonatomer og klynger. Det antages også at over et stort antal kollisioner overfører argongassen en impuls til en klynge svarende til $2M_{Ar}(v_{Ar} - v_{kl})$ for hver kollision. Bevægelsesligningen overfor tillader en løsning af formen

$$v_{kl} = v_{Ar} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \quad \tau = \frac{M_{kl}}{4M_{Ar}\phi\sigma}$$

Med omregning til kendte størrelser og indsættelse af minimumstiden for klynger i skorstenen udtrykt ved den tid det tager argongassen at gennemløbe den, dvs. $t = \frac{l}{v_{Ar}}$, bliver dette udtryk omformet til

$$\frac{v_{kl}}{v_{Ar}} = 1 - \exp\left(\frac{-4\pi M_{Ar} P_m r^2}{N^{1/3} M_{Cu} \sqrt{2\pi m_{Ar} k_B T}} \cdot \frac{l}{v_{Ar}}\right)$$

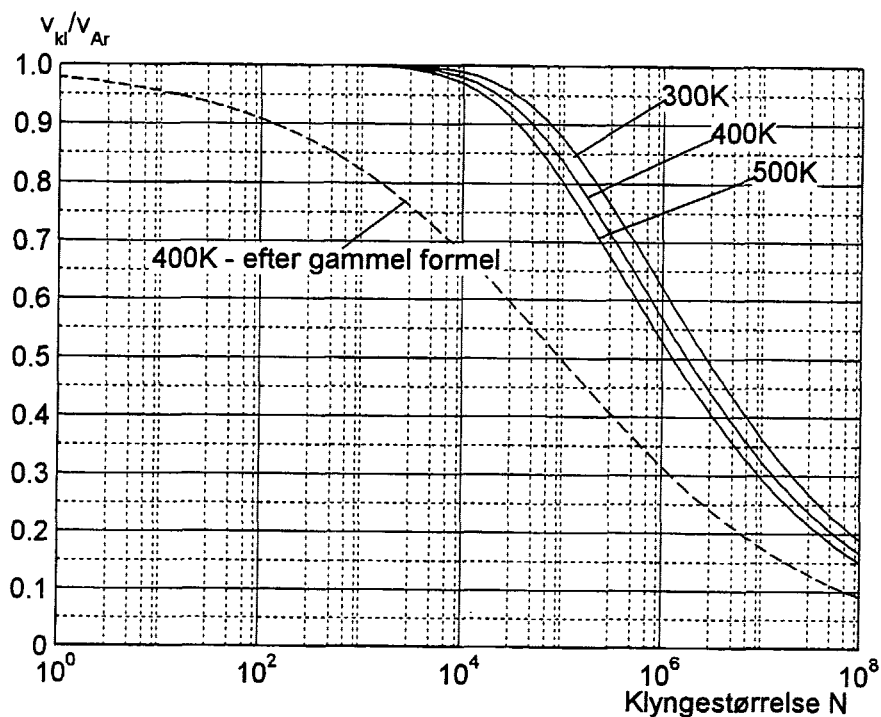
Ved indsættelse af værdier opnås udtrykket

$$\frac{v_{kl}}{v_{Ar}} = 1 - e^{\left(\frac{-1686}{N^{1/3}\sqrt{T}}\right)}$$

Udregnet efter dette fås følgende forhold mellem argon- og klyngehastighederne som funktion af antallet af atomer N i klyngen:

N	$\frac{v_{kl}}{v_{Ar}}$
10^4	0,98
10^5	0,84
10^6	0,57
10^7	0,32
10^8	0,17

Forskellen mellem hastighedsslippet udregnet i rapporten og efter denne alternative tilgang illustreres i figur D.1.



Figur D.1 Hastighedsslippet $\frac{v_{kl}}{v_{Ar}}$ som funktion af klyngestørrelse N og temperaturen T i skorstenen udregnet efter en alternativ metode med referencekurve for den gamle ligning indtegnet.

Litteratur

Alonso M. & Finn E.J. Fundamental University Physics. Vol. 1. Addison-Wesley Publishing Company, 1983.

Andersen H.H. Formation and Stability of Sputtered Clusters. *Vacuum* 1989;11/12:1095-1099.

Aono S. et al. Growth of Nanophase Particles in Free-Molecular Regime and Its Dependence on Medium-Gas Pressure. *Surface Review and Letters* 1996;1:45-47.

Atkins P.W. Physical Chemistry. Oxford University Press, 1994.

Bertsch G.F. et al. Evaporation of Atoms from Metal Clusters. *Zeitschrift für Physik D – Atoms, Molecules and Clusters* 1991;20:123-125.

Bird R.B., Stewart W.E., Lightfoot E.N. Transport Phenomena. John Wiley & Sons, 1960.

Brandbyge M. et al. Massefordelingen for natriumklynger. Frie øvelser. Niels Bohr Instituttet, Københavns Universitet, 1990.

Busch H. et al. Metallic Clusters Studied and Manipulated by UHV-STM. *ISSPIC 8*, 1996.

Busch H. Studies of Surface-Supported Metal Clusters. Ph.d.-afhandling. Niels Bohr Instituttet, Københavns Universitet, 1997.

Carstens D.H.W. et al. Matrix-Isolation Studies of High-Temperatur Species Produced in a Hollow-Cathode Sputtering Device. *High Temperature Science* 1972;4:301-311.

- Chapman B.** Glow Discharge Processes. New York: John Wiley & Sons, 1980.
- Duschman S. & Lafferty J.M.** Scientific Foundations of Vacuum Technique. New York: John Wiley & Sons, 1962.
- Eastham D.A.** Modeling Metallic Cluster Growth in Gases. *Surface Review and Letters* 1996;1:55-58.
- Echt O. et al.** Microcluster Growth: Transition from Successive Monomer Addition to Coagulation. *Physical Review Letters* 1982;25:1857-1860.
- Francis G.** The Glow Discharge at Low Pressure. I: Flügge S. (red.): *Encyclopedia of Physics*, vol. 22. Berlin: Springer-Verlag, 1956.
- Grönbeck H. et al.** Noble Gas Temperatur Control of Metal Clusters: A Molecular Dynamics Study. *Journal of Chemical Physics* 1997;107:3071-3079.
- Haberland H. et al.** A New Type of Cluster-Ion Source for Thin Film Deposition. I: *Proceedings of the 1990 Fall Meeting of the Materials Research Society*. Symposium on: Clusters and Cluster-Assembled Materials. Boston, 1990. (En kortere udgave findes i *Zeitschrift für Physik D - Atoms, Molecules and Clusters* 1991;20:413-415.)
- Haberland H. (red.).** Clusters of Atoms and Molecules. Springer Series in Chemical Physics 52. New York: Springer-Verlag, 1994.
- Haberland H. et al.** Thin Films from Energetic Cluster Impact: A Feasibility Study. *J. Vac. Sci. Technol. A* 1992;5:3266-3271.
- Hall B.D.** An Installation for the Study of Unsupported Ultrafine Particles by Electron Diffraction with Application to Silver. Institut de Physique Expérimentale, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Switzerland, 1991.
- Hansen B. et al.** Massefordeling af klynger fra hulkatodeforstøvningskilde. Bachelorprojekt. Niels Bohr Institutet, Københavns Universitet, 1995.
- Hansen P.M.** Produktion af kolde natriumklynger. Specialerapport, IM-FUFA, Roskilde Universitetscenter, 1996.
- Holst B. et al.** En undersøgelse af sputtering i et hulkatodeplasma. Bachelorprojekt. Niels Bohr Institutet, Københavns Universitet, 1993.

- Israelachvili J. Intermolecular and Surface Forces. London: Academic Press, 1991.
- Knight W.D. *et al.* Electronic Shell Structure and Abundance of Sodium Clusters. *Physical Review Letters* 1984;52:2141.
- Kühle A. *et al.* Scaling in Patterns Produced by Cluster Deposition. *Zeitschrift für Physik D* 1997;40:523-525.
- Leybold AG. Vacuum Technology – Its Foundations, Formulae and Tables. Kat.-Nr. 199 90. Udgave nr. 09/1987.
- Maissel L.I. Application of Sputtering to the Deposition of Films. I: Vossen J.L. & Kern W. (red.): *Handbook of Thin Film Technology* 1970.
- Miller R. Free Jet Sources. I: Scoles G. (red.): *Atomic and Molecular Beam Methods. Vol. 1.* Oxford University Press, New York, 1988.
- Nielsen M.B. Hukkatode apparat til fremstilling af metalklynger ved sputtering. Ph.d.-afhandling. Niels Bohr Institutet, Københavns Universitet, 1996.
- Philips J.C. Chemical Bonding, Kinetics, and the Approach to Equilibrium Structures of Simple Metallic, Molecular, and Network Microclusters. *Chemical Review* 1986;3:619-634.
- Pócsik I. Lognormal Distribution As the Natural Statistics of Cluster Systems. *Zeitschrift für Physik D – Atoms, Molecules and Clusters* 1991;20:395-397.
- Sigmund P. (red.). Fundamental Processes in Sputtering of Atoms and Molecules (SPUT92). København: Munksgaard, 1993.
- Smithells, C.J. Metals Reference Book, vol. 1. London: Butterworths, 1967.
- Sugano S. Microcluster Physics. Springer Series in Materials Science 20. Berlin: Springer-Verlag, 1991.
- Sørensen A.H. *et al.* Halo-like Structures Studied by Atomic Force Microscopy. *Zeitschrift für Physik D* 1997;40:509-512.
- Sørensen A.H. Scanning Probe Microscopy Investigations of Landed Clusters and Electrostatic Forces. Ph.d.-afhandling. Afdeling for Fysik, Danmarks Tekniske Universitet, 1997.

Tritton D.J. Physical Fluid Dynamics. Oxford: Oxford University Press, 1988.

Xenoulis A.C. et al. Sputtering Rates and Nanoscale Cluster Production in a Hollow-Cathode Apparatus. Accepted at *Thermostructured Materials* 1996.

Liste over tidligere udkomne tekster
tilsendes gerne. Henvendelse herom kan
ske til IMFUFA's sekretariat
tlf. 46 75 77 11 Lokal 2263

217/92 "Two papers on APPLICATIONS AND MODELLING
IN THE MATHEMATICS CURRICULUM"
by: Mogens Niss

218/92 "A Three-Square Theorem"
by: Lars Kadison

219/92 "RUPNOK - stationær strømning i elastiske rør"
af: Anja Boisen, Karen Birkelund, Mette Olufsen
Vejleder: Jesper Larsen

220/92 "Automatisk diagnosticering i digitale kredsløb"
af: Bjørn Christensen, Ole Møller Nielsen
Vejleder: Stig Andur Pedersen

221/92 "A BUNDLE VALUED RADON TRANSFORM, WITH
APPLICATIONS TO INVARIANT WAVE EQUATIONS"
by: Thomas P. Branson, Gestur Olafsson and
Henrik Schlichtkrull

222/92 On the Representations of some Infinite Dimensional
Groups and Algebras Related to Quantum Physics
by: Johnny T. Ottesen

223/92 THE FUNCTIONAL DETERMINANT
by: Thomas P. Branson

224/92 UNIVERSAL AC CONDUCTIVITY OF NON-METALLIC SOLIDS AT
LOW TEMPERATURES
by: Jeppe C. Dyre

225/92 "HATMODELLEN" Impedansspektroskopi i ultrarent
en-krystallinsk silicium
af: Anja Boisen, Anders Gorm Larsen, Jesper Varmer,
Johannes K. Nielsen, Kit R. Hansen, Peter Bøggild
og Thomas Hougaard
Vejleder: Petr Viscor

226/92 "METHODS AND MODELS FOR ESTIMATING THE GLOBAL
CIRCULATION OF SELECTED EMISSIONS FROM ENERGY
CONVERSION"
by: Bent Sørensen

227/92 "Computersimulering og fysik"
af: Per M.Hansen, Steffen Holm,
Peter Maibom, Mads K. Dall Petersen,
Pernille Postgaard, Thomas B.Schrøder,
Ivar P. Zeck
Vejleder: Peder Voetmann Christiansen

228/92 "Teknologi og historie"
Fire artikler af:
Mogens Niss, Jens Høyrup, Ib Thiersen,
Hans Hedal

229/92 "Masser af information uden becydning"
En diskussion af informationsteorien
i Tor Nørretranders' "Mærk Verden" og
en skitse til et alternativt baseret
på andenordens kybernetik og semiotik.
af: Søren Brier

230/92 "Vinklens tredeling - et klassisk
problem"
et matematisk projekt af
Karen Birkelund, Bjørn Christensen
Vejleder: Johnny Ottesen

231A/92 "Elektrondiffusion i silicium - en
matematisk model"
af: Jesper Voetmann, Karen Birkelund,
Mette Olufsen, Ole Møller Nielsen
Vejledere: Johnny Ottesen, H.B.Hansen

231B/92 "Elektrondiffusion i silicium - en
matematisk model" Kildetekster
af: Jesper Voetmann, Karen Birkelund,
Mette Olufsen, Ole Møller Nielsen
Vejledere: Johnny Ottesen, H.B.Hansen

232/92 "Undersøgelse om den simultane opdagelse
af energiens bevarelse og isærdeles om
de af Mayer, Colding, Joule og Helmholtz
udførte arbejder"
af: L.Arleth, G.I.Dybkjær, M.T.Østergård
Vejleder: Dorte Posselt

233/92 "The effect of age-dependent host
mortality on the dynamics of an endemic
disease and
Instability in an SIR-model with age-
dependent susceptibility
by: Viggo Andreasen

234/92 "THE FUNCTIONAL DETERMINANT OF A FOUR-DIMENSIONAL
BOUNDARY VALUE PROBLEM"
by: Thomas P. Branson and Peter B. Gilkey

235/92 OVERFLADESTRUKTUR OG POREUDVIKLING AF KOKS
- Modul 3 fysik projekt -
af: Thomas Jessen

- 236a/93 INTRODUKTION TIL KVANTE
HALL EFFEKTEN
af: Anja Boisen, Peter Bøggild
Vejleder: Peder Voetmann Christiansen
Erland Brun Hansen
- 236b/93 STRØMSSAMMENBRUD AF KVANTE
HALL EFFEKTEN
af: Anja Boisen, Peter Bøggild
Vejleder: Peder Voetmann Christiansen
Erland Brun Hansen
- 237/93 The Wedderburn principal theorem and
Shukla cohomology
af: Lars Kádison
- 238/93 SEMIOTIK OG SYSTEMEGENSKABER (2)
Vektorbånd og tensorer
af: Peder Voetmann Christiansen
- 239/93 Valgsystemer - Modelbygning og analyse
Matematik 2. modul
af: Charlotte Gjerrild, Jane Hansen,
Maria Hermannsson, Allan Jørgensen,
Ragna Clauson-Kaas, Poul Lützen
Vejleder: Mogens Niss
- 240/93 Patologiske eksempler.
Om sære matematiske fiske betydning for
den matematiske udvikling
af: Claus Dråby, Jørn Skov Hansen, Runa
Ulsøe Johansen, Peter Meibom, Johannes
Kristoffer Nielsen
Vejleder: Mogens Niss
- 241/93 FOTOVOLTAISK STATUSNOTAT 1
af: Bent Sørensen
- 242/93 Brovedligeholdelse - bevar mig vel
Analyse af Vejdirektoratets model for
optimering af broreparationer
af: Linda Kyndlev, Kare Fundal, Kamma
Tulinus, Ivar Zeck
Vejleder: Jesper Larsen
- 243/93 TANKEEKSPERIMENTER I FYSIKKEN
Et 1.modul fysikprojekt
af: Karen Birkelund, Stine Sofia Korremann
Vejleder: Dorthe Posselt
- 244/93 RADONTRANSFORMATIONEN og dens anvendelse
i CT-scanning
Projektrapport
af: Trine Andreasen, Tine Guldager Christiansen,
Nina Skov Hansen og Christine Iversen
Vejledere: Gestur Olafsson og Jesper Larsen
- 245a+b
/93 Time-Of-Flight målinger på krystallinske
halvledere
Specialerapport
af: Linda Szkotak Jensen og Lise Odgaard Gade
Vejledere: Petr Viscor og Niels Boye Olsen
- 246/93 HVERDAGSVIDEN OG MATEMATIK
- LÆREPROCESSER I SKOLEN
af: Lena Lindenskov, Statens Humanistiske
Forskningsråd, RUC, IMPUFA
- 247/93 UNIVERSAL LOW TEMPERATURE AC CON-
DUCTIVITY OF MACROSCOPICALLY
DISORDERED NON-METALS
by: Jeppe C. Dyre
- 248/93 DIRAC OPERATORS AND MANIFOLDS WITH
BOUNDARY
by: B. Booss-Bavnbek, K.P.Wojciechowski
- 249/93 Perspectives on Teichmüller and the
Jahresbericht Addendum to Schappacher,
Scholz, et al.
by: B. Booss-Bavnbek
With comments by W.Abikoff, L.Ahlfors,
J.Cerf, P.J.Davis, W.Fuchs, F.P.Gardiner,
J.Jost, J.-P.Kahane, R.Lohan, L.Lorch,
J.Radkau and T.Söderqvist
- 250/93 EULER OG BOLZANO - MATEMATISK ANALYSE SET I ET
VIDENSKABSTEORETISK PERSPEKTIV
Projektrapport af: Anja Juul, Lone Michelsen,
Tomas Højgård Jensen
Vejleder: Stig Andur Pedersen
- 251/93 Genotypic Proportions in Hybrid Zones
by: Freddy Bugge Christiansen, Viggo Andreassen
and Ebbe Thue Poulsen
- 252/93 MODELLERING AF TILFÆLDIGE FÆNOMENER
Projektrapport af: Birthe Friis, Lisbeth Helmgård,
Kristina Charlotte Jakobsen, Marina Mosbæk
Johannessen, Lotte Ludvigsen, Mette Hass Nielsen
- 253/93 Kuglepakning
Teori og model
af: Lise Arleth, Kåre Fundal, Nils Kruse
Vejleder: Mogens Niss
- 254/93 Regressionsanalyse
Materiale til et statistikkursus
af: Jørgen Larsen
- 255/93 TID & BETINGET UAFHÆNGIGHED
af: Peter Harremoës
- 256/93 Determination of the Frequency Dependent
Bulk Modulus of Liquids Using a Piezo-
electric Spherical Shell (Preprint)
by: T. Christensen and N.B.Olsen
- 257/93 Modellering af dispersion i piezoelektriske
keramikker
af: Pernille Postgaard, Jannik Rasmussen,
Christina Specht, Mikko Østergård
Vejleder: Tage Christensen
- 258/93 Supplerende kursusmateriale til
"Lineære strukturer fra algebra og analyse"
af: Mogens Brun Heefelt
- 259/93 STUDIES OF AC HOPPING CONDUCTION AT LOW
TEMPERATURES
by: Jeppe C. Dyre
- 260/93 PARTITIONED MANIFOLDS AND INVARIANTS IN
DIMENSIONS 2, 3, AND 4
by: B. Booss-Bavnbek, K.P.Wojciechowski

- 261/93 OPGAVESAMLING
Bredde-kursus i Fysik
Eksamensopgaver fra 1976-93
- 262/93 Separability and the Jones
Polynomial
by: Lars Kadison
- 263/93 Supplerende kursusmateriale til
"Lineære strukturer fra algebra
og analyse" II
af: Mogens Brun Heefelt
- 264/93 FOTOVOLTAISK STATUSNOTAT 2
af: Bent Sørensen
-
- 265/94 SPHERICAL FUNCTIONS ON ORDERED
SYMMETRIC SPACES
To Sigurdur Helgason on his
sixtyfifth birthday
by: Jacques Faraut, Joachim Hilgert
and Gestur Olafsson
- 266/94 Kommensurabilitets-oscillationer i
laterale supergitre
Fysikspeciale af: Anja Boisen,
Peter Bøggild, Karen Birkelund
Vejledere: Rafael Taboryski, Poul Erik
Lindelof, Peder Voetmann Christiansen
- 267/94 Kom til kort med matematik på
Eksperimentarium - Et forslag til en
opstilling
af: Charlotte Gjerrild, Jane Hansen
Vejleder: Bernhelm Booss-Bavnbek
- 268/94 Life is like a sewer ...
Et projekt om modellering af aorta via
en model for strømning i kloakrør
af: Anders Marcussen, Anne C. Nilsson,
Lone Michelsen, Per M. Hansen
Vejleder: Jesper Larsen
- 269/94 Dimensionsanalyse en introduktion
metaprojekt, fysik
af: Tine Guldager Christiansen,
Ken Andersen, Nikolaј Hermann,
Jannik Rasmussen
Vejleder: Jens Højgaard Jensen
- 270/94 THE IMAGE OF THE ENVELOPING ALGEBRA
AND IRREDUCIBILITY OF INDUCED REPRESENTATIONS OF EXPONENTIAL LIE GROUPS
by: Jacob Jacobsen
- 271/94 Matematikken i Fysikken.
Opdaget eller opfundet
NAT-BAS-projekt
vejleder: Jens Højgaard Jensen
- 272/94 Tradition og fornyelse
Det praktiske elevarbejde i gymnasiets
fysikundervisning, 1907-1988
af: Kristian Hoppe og Jeppe Guldager
Vejledning: Karin Beyer og Nils Hybel
- 273/94 Model for kort- og mellemdistanceløb
Verifikation af model
af: Lise Fabricius Christensen, Helle Pilemann,
Bettina Sørensen
Vejleder: Mette Olufsen
- 274/94 MODEL 10 - en matematisk model af intravenøse
anæstetikas farmakokinetik
3. modul matematik, forår 1994
af: Trine Andreasen, Bjørn Christensen, Christine
Green, Anja Skjoldborg Hansen, Lisbeth
Helmgaard
Vejledere: Viggo Andreasen & Jesper Larsen
- 275/94 Perspectives on Teichmüller and the Jahresbericht
2nd Edition
by: Bernhelm Booss-Bavnbek
- 276/94 Dispersionsmodellering
Projektrapport 1. modul
af: Gitte Andersen, Rehannah Borup, Lisbeth Friis,
Per Gregersen, Kristina Vejre
Vejleder: Bernhelm Booss-Bavnbek
- 277/94 PROJEKTARBEJDSPEĐAGOGIK - Om tre tolkninger af
problemorienteret projektarbejde
af: Claus Flensted Behrens, Frederik Voetmann
Christiansen, Jørn Skov Hansen, Thomas
Thingstrup
Vejleder: Jens Højgaard Jensen
- 278/94 The Models Underlying the Anaesthesia
Simulator Sophus
by: Mette Olufsen(Math-Tech), Finn Nielsen
(RISØ National Laboratory), Per Føge Jensen
(Herlev University Hospital), Stig Andur
Pedersen (Roskilde University)
- 279/94 Description of a method of measuring the shear
modulus of supercooled liquids and a comparison
of their thermal and mechanical response
functions.
af: Tage Christensen
- 280/94 A Course in Projective Geometry
by Lars Kadison and Matthias T. Kromann
- 281/94 Modellering af Det Cardiovasculære System med
Neural Puls kontrol
Projektrapport udarbejdet af:
Stefan Frello, Runa Ulsøe Johansen,
Michael Poul Curt Hansen, Klaus Dahl Jensen
Vejleder: Viggo Andreasen
- 282/94 Parallell algoritmer
af: Erwin Dan Nielsen, Jan Danielsen,
Niels Bo Johansen

- 283/94 Grænser for tilfældighed
(en kaotisk talgenerator)
af: Erwin Dan Nielsen og Niels Bo Johansen
- 284/94 Det er ikke til at se det, hvis man ikke
lige ve' det!
Gymnasimatematikens begrundelsesproblem
En specialerapport af Peter Hauge Jensen
og Linda Kyndlev
Vejleder: Mogens Niss
- 285/94 Slow coevolution of a viral pathogen and
its diploid host
by: Viggo Andreassen and
Freddy B. Christiansen
- 286/94 The energy master equation: A low-temperature
approximation to Bässler's random walk model
by: Jeppe C. Dyre
- 287/94 A Statistical Mechanical Approximation for the
Calculation of Time Auto-Correlation Functions
by: Jeppe C. Dyre
- 288/95 PROGRESS IN WIND ENERGY UTILIZATION
by: Bent Sørensen
- 289/95 Universal Time-Dependence of the Mean-Square
Displacement in Extremely Rugged Energy
Landscapes with Equal Minima
by: Jeppe C. Dyre and Jacob Jacobsen
- 290/95 Modellering af uregelmæssige bølger
Et 3.modul matematik projekt
af: Anders Marcussen, Anne Charlotte Nilsson,
Lone Michelsen, Per Mørkegaard Hansen
Vejleder: Jesper Larsen
- 291/95 1st Annual Report from the project
LIFE-CYCLE ANALYSIS OF THE TOTAL DANISH
ENERGY SYSTEM
an example of using methods developed for the
OECD/IEA and the US/EU fuel cycle externality study
by: Bent Sørensen
- 292/95 Fotovoltaisk Statusnotat 3
af: Bent Sørensen
- 293/95 Geometridiskussionen - hvor blev den af?
af: Lotte Ludvigsen & Jens Frandsen
Vejleder: Anders Madsen
- 294/95 Universets udvidelse -
et metaprojekt
Af: Jesper Duelund og Birthe Friis
Vejleder: Ib Lundgaard Rasmussen
- 295/95 A Review of Mathematical Modeling of the
Controlled Cardiovascular System
By: Johnny T. Ottesen
- 296/95 RETIKULER den klassiske mekanik
af: Peder Voetmann Christiansen
- 297/95 A fluid-dynamical model of the aorta with
bifurcations
by: Mette Olufsen and Johnny Ottesen
- 298/95 Mordet på Schrödingers kat - et metaprojekt om
to fortolkninger af kvantemekanikken
af: Maria Hermannsson, Sebastian Horst,
Christina Specht
Vejledere: Jeppe Dyre og Peder Voetmann Christiansen
- 299/95 ADAM under figenbladet - et kig på en samfunds-
videnskabelig matematisk model
Et matematisk modelprojekt
af: Claus Dræby, Michael Hansen, Tomas Højgård Jensen
Vejleder: Jørgen Larsen
- 300/95 Scenarios for Greenhouse Warming Mitigation
by: Bent Sørensen
- 301/95 TOK Modellering af træers vækst under påvirkning
af ozon
af: Glenn Møller-Holst, Marina Johannessen, Birthe
Nielsen og Bettina Sørensen
Vejleder: Jesper Larsen
- 302/95 KOMPRESSORER - Analyse af en matematisk model for
aksialkompressorer
Projektrapport af: Stine Bøggild, Jakob Hilmer,
Pernille Postgaard
Vejleder: Viggo Andreassen
- 303/95 Masterlignings-modeller af Glasovergangen
Termisk-Mekanisk Relaksation
Specialerapport udarbejdet af:
Johannes K. Nielsen, Klaus Dahl Jensen
Vejledere: Jeppe C. Dyre, Jørgen Larsen
- 304a/95 STATISTIKNOTER Simple binomialfordelingsmodeller
af: Jørgen Larsen
- 304b/95 STATISTIKNOTER Simple normalfordelingsmodeller
af: Jørgen Larsen
- 304c/95 STATISTIKNOTER Simple Poissonfordelingsmodeller
af: Jørgen Larsen
- 304d/95 STATISTIKNOTER Simple multinomialfordelingsmodeller
af: Jørgen Larsen
- 304e/95 STATISTIKNOTER Mindre matematisk-statistisk opslagsværk
indeholdende bl.a. ordforklaringer, resuméer og
tabeller
af: Jørgen Larsen

- 305/95 The Maslov Index:
A Functional Analytical Definition
And The Spectral Flow Formula
By: B. Booss-Bavnbek, K. Furutani
- 306/95 Goals of mathematics teaching
Preprint of a chapter for the forthcoming International Handbook of Mathematics Education (Alan J. Bishop, ed)
By: Mogens Niss
- 307/95 Habit Formation and the Thirdness of Signs
Presented at the semiotic symposium
The Emergence of Codes and Intensions as a Basis of Sign Processes
By: Peder Voetmann Christiansen
- 308/95 Metaforer i Fysikken
af: Marianne Wilcken Bjerregaard, Frederik Voetmann Christiansen, Jørn Skov Hansen, Klaus Dahl Jensen, Ole Schmidt
Vejledere: Peder Voetmann Christiansen og Petr Viscor
- 309/95 Tiden og Tanken
En undersøgelse af begrebsverdenen Matematik udført ved hjælp af en analogi med tid
af: Anita Stark og Randi Petersen
Vejleder: Bernhelm Booss-Bavnbek
-
- 310/96 Kursusmateriale til "Lineære strukturer fra algebra og analyse" (E1)
af: Mogens Brun Heefelt
- 311/96 2nd Annual Report from the project
LIFE-CYCLE ANALYSIS OF THE TOTAL DANISH ENERGY SYSTEM
by: Hélène Connor-Lajambe, Bernd Kuemmel, Stefan Krüger Nielsen, Bent Sørensen
- 312/96 Grassmannian and Chiral Anomaly
by: B. Booss-Bavnbek, K.P. Wojciechowski
- 313/96 THE IRREDUCIBILITY OF CHANCE AND THE OPENNESS OF THE FUTURE
The Logical Function of Idealism in Peirce's Philosophy of Nature
By: Helmut Pape, University of Hannover
- 314/96 Feedback Regulation of Mammalian Cardiovascular System
By: Johnny T. Ottesen
- 315/96 "Rejsen til tidens indre" - Udarbejdelse af et manuskript til en fjernsynsudsendelse + manuskript
af: Gunhild Hune og Karina Goyle
Vejledere: Peder Voetmann Christiansen og Bruno Ingemann
- 316/96 Plasmaoscillation i natriumklynger
Specialerapport af: Peter Meibom, Mikko Østergård
Vejledere: Jeppe Dyre & Jørn Borggreen
- 317/96 Poincaré og symplektiske algoritmer
af: Ulla Rasmussen
Vejleder: Anders Madsen
- 318/96 Modelling the Respiratory System
by: Tine Guldager Christiansen, Claus Dræby
Supervisors: Viggo Andreassen, Michael Danielsen
- 319/96 Externality Estimation of Greenhouse Warming Impacts
by: Bent Sørensen
- 320/96 Grassmannian and Boundary Contribution to the -Determinant
by: K.P. Wojciechowski et al.
- 321/96 Modelkompetencer - udvikling og afprøvning af et begrebsapparat
Specialerapport af: Nina Skov Hansen, Christine Iversen, Kristin Troels-Smith
Vejleder: Morten Blomhøj
- 322/96 OPGAVESAMLING
Bredde-Kursus i Fysik 1976 - 1996
- 323/96 Structure and Dynamics of Symmetric Diblock Copolymers
PhD Thesis
by: Christine Maria Papadakis
- 324/96 Non-linearity of Baroreceptor Nerves
by: Johnny T. Ottesen
- 325/96 Retorik eller realitet?
Anvendelser af matematik i det danske Gymnasiums matematikundervisning i perioden 1903 - 88
Specialerapport af Helle Pilemann
Vejleder: Mogens Niss
- 326/96 Bevist teori
Eksemplificeret ved Gentzens bevis for konsistensen af teorien om de naturlige tal
af: Gitte Andersen, Lise Mariane Jeppesen, Klaus Frovin Jørgensen, Ivar Peter Zeck
Vejledere: Bernhelm Booss-Bavnbek og Stig Andur Pedersen
- 327/96 NON-LINEAR MODELLING OF INTEGRATED ENERGY SUPPLY AND DEMAND MATCHING SYSTEMS
by: Bent Sørensen
- 328/96 Calculating Fuel Transport Emissions
by: Bernd Kuemmel

329/96 The dynamics of cocirculating influenza strains conferring partial cross-immunity and

A model of influenza A drift evolution

by: Viggo Andreassen, Juan Lin and Simon Levin

330/96 LONG-TERM INTEGRATION OF PHOTOVOLTAICS INTO THE GLOBAL ENERGY SYSTEM

by: Bent Sørensen

331/96 Viskøse fingre

Specialerapport af:

Vibeke Orlien og Christina Specht

Vejledere: Jacob M. Jacobsen og Jesper Larsen

339/97 Defining Discipline

by: Wolfgang Coy

340/97 Prime ends revisited - a geometric point of view -

by: Carsten Lunde Petersen

341/97 Two chapters on the teaching, learning and assessment of geometry

by Mogens Niss

342/97 LONG-TERM SCENARIOS FOR GLOBAL ENERGY DEMAND AND SUPPLY

A global clean fossil scenario discussion paper prepared by Bernd Kuemmel

Project leader: Bent Sørensen

332/97 ANOMAL SWELLING AF LIPIDE DOBBELTLAG

Specialerapport af:

Stine Sofia Korremann

Vejleder: Dorthe Posselt

333/97 Biodiversity Matters

an extension of methods found in the literature on monetisation of biodiversity

by: Bernd Kuemmel

334/97 LIFE-CYCLE ANALYSIS OF THE TOTAL DANISH ENERGY SYSTEM

by: Bernd Kuemmel and Bent Sørensen

335/97 Dynamics of Amorphous Solids and Viscous Liquids

by: Jeppe C. Dyre

336/97 PROBLEM-ORIENTATED GROUP PROJECT WORK AT ROSKILDE UNIVERSITY

by: Kathrine Legge

337/97 Verdensbankens globale befolkningsprognose - et projekt om matematisk modellering

af: Jørn Chr. Bendtsen, Kurt Jensen,

Per Pauli Petersen

Vejleder: Jørgen Larsen

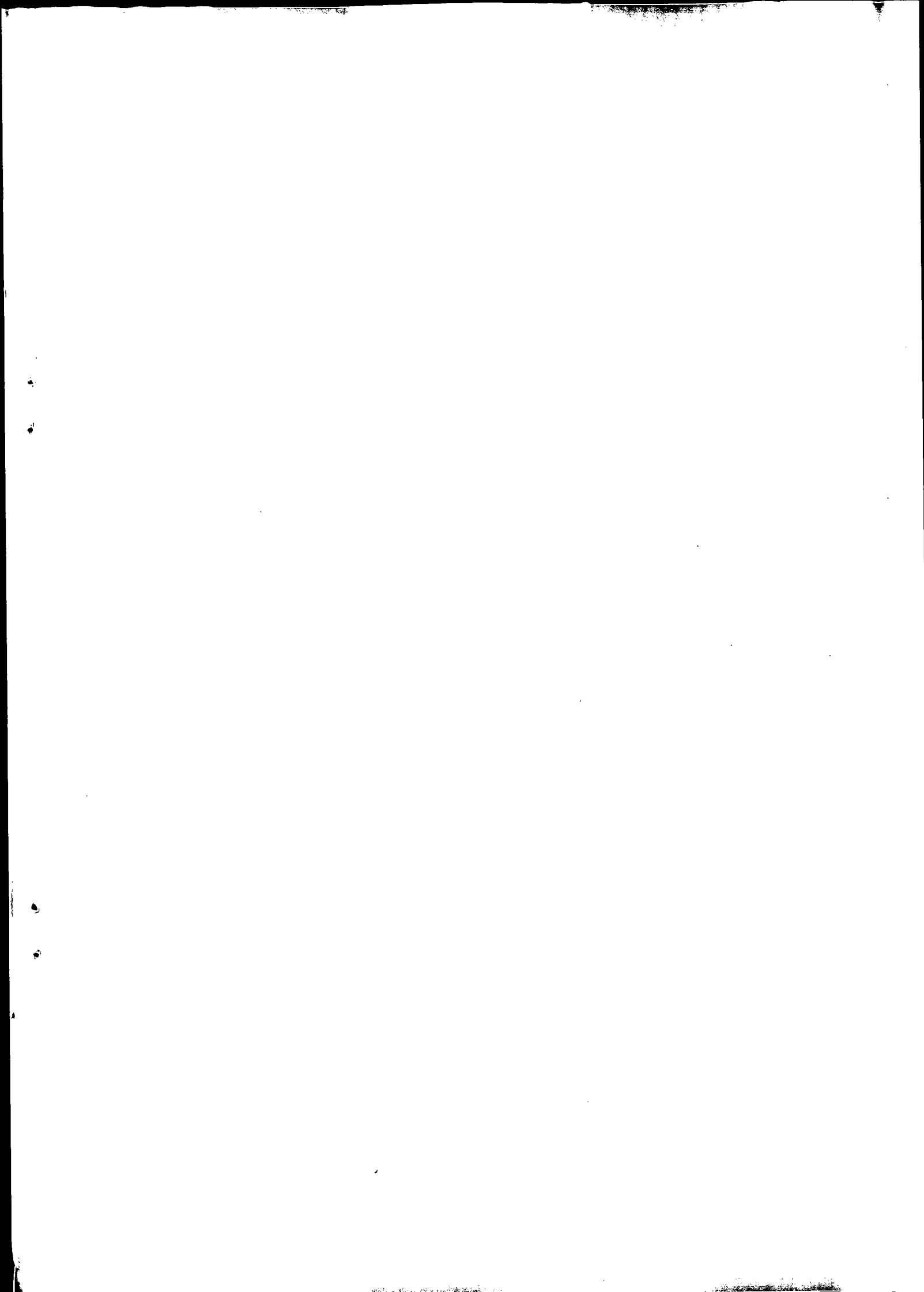
338/97 Kvantisering af nanolederes elektriske ledningsevne

Første modul fysikprojekt

af: Søren Dam, Esben Danielsen, Martin Niss,

Esben Friis Pedersen, Frederik Resen Steenstrup

Vejleder: Tage Christensen





Billedet overfor viser vindmøllepark i København år 1587 (akvarel efter tegning af Franz Hogenberg til værket *Civitates Orbis Terrarum*, der bl.a. findes i Mappamundi museet i Knokke, Belgien). På forsiden er vist foto af vindmøllepark i København 1997 (B.S.).