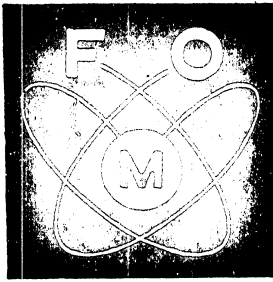


FOM 27323

AMOLF 68/338.



FOM-Instituut voor

Atoom- en Molecuulfysica

KRUISLAAN 407

AMSTERDAM

OPPERVLAKTE-IONISATIE.

door

G.P. Können

Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie

FOUNDATION FOR FUNDAMENTAL RESEARCH ON MATTER

INHOUD:

blz.

1. Inleiding	1
2. Principe van oppervlakte-ionisatie	1
3. Oppervlakte-vervuiling en inhomogeniteiten	4
4. Negatieve oppervlakte-ionisatie	7
5. Boventhermische oppervlakte-ionisatie	10

Tabel I	(Electronen-affiniteiten)	12
Tabel II	(Ionisatie-potentialen)	12
Tabel III	(Werkfuncties)	13
Tabel IV	(Ionisatie efficiencies positieve oppervlakte ionisatie)	15
Tabel IV.a	(Ionisatie-efficiencies negatieve oppervlakte ionisatie)	18
Tabel V	(Verdampingswarmten)	19

Literatuur:

ref. 1- 2	Overzichtsartikelen	21
" 3-14	Positieve oppervlakte ionisatie	21
" 15-20	Negatieve oppervlakte ionisatie	21
" 21-22	Boventhermische oppervlakte ionisatie	22
" 23-30	Electrische velden	22
" 31-41	Verdampingswarmten en verblijftijden	22
" 42-55	Theorie	23
" 56-70	Werkfuncties	24

OPPERVLAKTE-IONISATIE.

door

G.P. Können

F.O.M.-Instituut voor Atoom- en Molecuulfysica, Kruislaan 407, Amsterdam.

1. Inleiding.

Oppervlakte-ionisatie is het verschijnsel dat een neutraal deeltje, na in contact te zijn geweest met een oppervlakte, dit als geladen deeltje verlaat. Het bestaan van deze ionisatie-mogelijkheid maakt het mogelijk moleculaire bundels met energieën van 0 - 30 eV te detecteren met efficiency's die zeer hoog zijn in vergelijking met de andere methoden. Aangezien deze methode echter slechts voordelig is voor atomen met een vrij lage ionisatie-potentiaal of een zeer hoge elektronen-affiniteit, is het aantal elementen dat op deze wijze gedetecteerd kan worden beperkt. Voor de alkalimetalen, de aard-alkalimetalen, enige zeldzame aardmetalen en de halogenen, benevens voor een aantal verbindingen is de oppervlakte-ionisatie het proces met de hoogste ionen-opbrengst.

Het fenomeen oppervlakte-ionisatie is bekend sinds 1925^{3,4,42)}, toen voor de eerste keer Cs op deze wijze geïoniseerd werd. De oppervlakte-ionisatie van electronegatieve elementen is bekend sinds 1935^{43,15)}. De meeste publicaties betreffende dit laatste verschijnsel hadden slechts tot doel de elektronen-affiniteit van elementen direct te meten, en gingen niet in op de bruikbaarheid hiervan voor moleculair-bundel-onderzoek.

2. Principe van oppervlakte-ionisatie.

Een atoom, dat een metaaloppervlakte treft, zal hierdoor geabsorbeerd worden om na een bepaalde tijd wederom hieruit te verdampen. De kans dat het deeltje als ion hieruit verdampt is afhankelijk van de temperatuur van het oppervlak, van de ionisatie-potentiaal I van het deeltje, respectievelijk de elektronenaffiniteit S en van de zogenaamde werkfunctie ϕ van het metaaloppervlak. De werkfunctie (uittree-potentiaal) is per definitie de potentiaal die overwonnen moet worden door een electron die het oppervlak verlaat.

Indien $\varphi > I$, dan is positieve ionisatie een energetisch voordelig proces, en als $S > \varphi$ dan is negatieve ionisatie dit. In het eerste geval spreken wij van positieve oppervlakte-ionisatie (PSI), in het tweede geval van negatieve oppervlakte-ionisatie (NSI). Stel $Q = \varphi - I$, respectievelijk $Q = S - \varphi$. Indien dus $Q > 0$, dan zal het aantal geladen deeltjes de ongeladen sterk overtreffen, en een hoge ionisatie-efficiency ten gevolge hebben.

Stel het aantal bundeldeeltjes dat het oppervlak bereikt, n ; het aantal deeltjes dat dit als ion verlaat n_{+} en het aantal deeltjes dat het als neutraal verlaat n_{0} . Dan geldt:

$$n_{+} + n_{0} = n \quad (1)$$

De ionisatiegraad van de geëmitteerde deeltjes α en de ionisatie-efficiency β zijn als volgt gedefiniëerd:

$$\alpha \equiv \frac{n_{+}}{n_{0}} ; \quad \beta = \frac{n_{+}}{n} \quad (1a)$$

Dus geldt:

$$\beta = \frac{\alpha}{1 + \alpha} \quad (2)$$

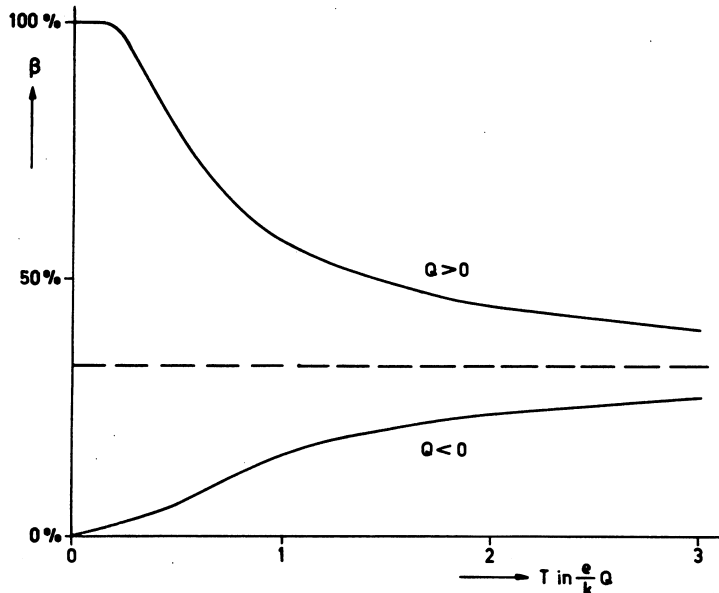
Het blijkt, dat α voldoet aan de evenwichtsvergelijking van Saha ⁵⁵⁾:

$$\alpha = A \exp \frac{eQ}{kT} , \quad (3)$$

waarin A de verhouding van de statistische gewichtsfactoren van het ion en het atoom is ^{1,44)}. Voor de ionisatie-efficiency vinden wij dus uit (2):

$$\beta = \frac{1}{1 + \frac{1}{A} \exp - \frac{eQ}{kT}} \cdot (\text{Saha-Langmuir}) \quad (4)$$

Het theoretische verloop van β als functie van de temperatuur T voor $A = \frac{1}{2}$ is geschetst in figuur 1.



Figuur 1.

Theoretisch verloop van de ionisatie-efficiency β als functie van de temperatuur T . Q is het verschil tussen de ionisatie-potentiaal, resp. de elektronen-affiniteit van het deeltje en de werkfunctie van het oppervlak.

Het is mogelijk dat de geadsorbeerde deeltjes in plaats van uit het metaaloppervlak te treden, elastisch gereflecteerd worden tegen dit oppervlak. In dat geval vinden wij in plaats van (3) ^{44,45)}:

$$\alpha = \frac{1 - r_+}{1 - r_0} A \exp \frac{eQ}{kT} \quad (5)$$

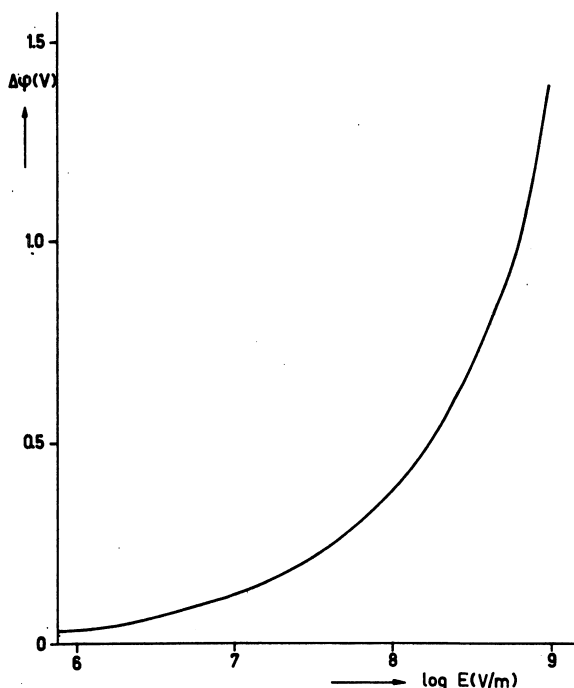
In deze formule is r_+ , respectievelijk r_0 , de fractie ionen, respectievelijk atomen, die gereflecteerd wordt.

Het blijkt dat, indien men SI in sterke elektrische velden doet plaatsvinden, de electrostatische krachten de verdampingswarmte van het ion doen afnemen, terwijl die van het atoom gelijk blijft. Het gevolg hiervan is, dat het ionisatieproces gemakkelijker zal verlopen; vergelijking (3) wordt nu als volgt gewijzigd ⁴⁶⁾:

$$\alpha = A \exp \frac{e(Q + \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}})}{kT} \quad (6)$$

Hier is ϵ_0 de diëlectrische constante van het vacuüm en E de elektrische veldsterkte in V/m. De invloed van dit veld kan men dus opvatten als een schijnbare verhoging of verlaging (voor resp. PSI en NSI) van de werkfuntie van het oppervlak.

Bij veldsterkten $E > 10^8$ V/m beginnen ook andere effecten een rol te spelen, zoals de invloed van de polariseerbaarheid van het ion ten opzichte van het atoom, en de verschuiving van de maximale afstand van het atoom tot het oppervlak waarbij nog ionisatie kan optreden ³⁹⁾. Deze effecten zijn echter door de hoge veldsterkten die hiervoor nodig zijn voor moleculaire-bundel-detectoren niet bruikbaar.



Figuur 2.

De schijnbare verandering van de werkfuntie ϕ als functie van het aangelegde electrisch veld E (lit.1).

De hiervoor gegeven beschouwingen gelden voor ieder atoom, dat in het oppervlak geadsorbeerd is. De voorgeschiedenis van deze deeltjes heeft geen invloed op het verdere verloop van het ionisatie-proces.

In geval de bundel uit moleculen bestaat, zal de dissociatiegraad van dit molecuul op het oppervlak bepalend zijn voor het aantal ioniseerbare atomen n . In dit geval zal deze waarde n dus eveneens van de temperatuur afhangen; bij lage temperaturen waar de dissociatiegraad klein is of waar de verblijftijd van de moleculen kort is in vergelijking tot de tijd die nodig is voor ionisatie, zal het aantal ionen hierdoor bepaald worden. Indien de temperatuur zo hoog is dat de moleculen zeer snel dissociëren, zal de oppervlakte-ionisatie van een zout dezelfde efficiency hebben als van één van de componenten waaruit dit zout is samengesteld ^{53,54}).

Hierdoor is het mogelijk, dat bij een zekere temperatuur zouten geen, en atomen wel ionen vormen, terwijl bij hogere temperatuur beide stoffen dit doen. Op deze wijze kan men onderscheid maken tussen ionen, afkomstig van verbindingen en ionen die afkomstig zijn van atomen.

Tenslotte zij vermeld, dat de gemiddelde verblijftijd van een atoom op een oppervlak als volgt van de verdampingswarmte als ion l_{\pm} afhangt:

$$\tau = \tau_0 \exp \frac{l_{\pm}}{kT} \quad (7)$$

Uit metingen van verblijftijden kan men dus l_{\pm} bepalen van een zeker element. Dit soort experimenten zijn van belang voor het fundamenteel onderzoek van SI. Het blijkt, dat τ voor $T \approx 1700^\circ\text{K}$ in de orde van $10^{-3} - 10^{-4}$ sec. is, voor alkali's ³¹⁻³⁵). De constante τ_0 is steeds in de orde van de vibratietijd van de atomen die geadsorbeerd zijn.

3. Oppervlakte-vervuiling en inhomogeniteiten.

In figuur 2 is aangenomen dat de werkfunctie ϕ een constante is voor het gehele oppervlak van het metaal en onafhankelijk is van de temperatuur. Indien de temperatuur laag is en de bundel intens, kan de verblijftijd van de atomen echter zo groot worden, dat het oppervlak wordt bedekt door een laagje atomen. Hierdoor zal de werkfunctie dalen (in het geval van PSI), waardoor de ionisatie-efficiency eveneens achteruit zal gaan. Het gevolg is dat bij lage temperatuur de efficiency nul zal worden.

Om dit proces te beschrijven, geven wij vergelijking (1) in termen van verdampingswarmten ^{1,47}) (zie ook vergelijking (7)), dus:

$$n_0 = N \cdot D \exp - \frac{l_0}{kT} \quad (8)$$

$$n_{\pm} = N.C \exp \frac{-(l_{\pm} - e \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}})}{kT} \quad (9)$$

Hier zijn C en D constanten en is N de atomendichtheid op het oppervlak, terwijl l_{\pm} en L_0 de verdampingswarmten van respectievelijk ion en atoom zijn. Deze laatste grootheden zijn dus de analoga van de werkw functie, die immers de uittree-potentiaal van electronen voorstelt. In plaats van vergelijking (1):

$$n_{\pm} + n_o = n \quad (1)$$

krijgen wij ^{50,51}),

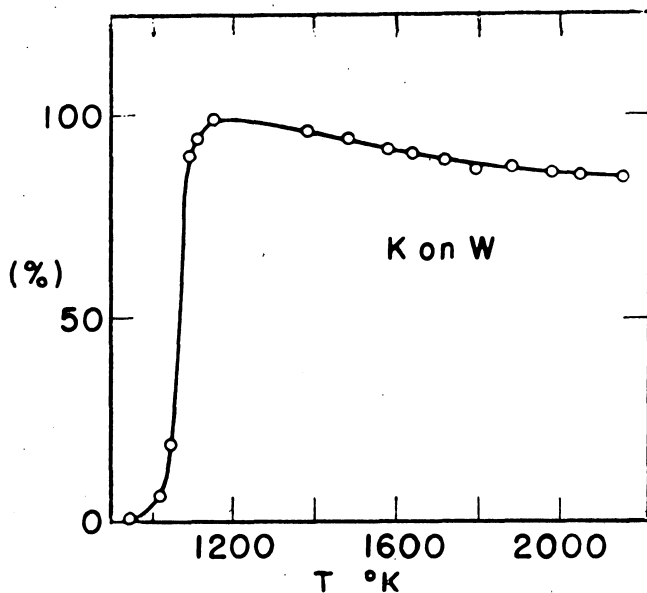
$$n = N \left[C \exp \frac{-(l_{\pm} - e \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}})}{kT} + D \exp \frac{-l_o}{kT} \right] \quad (10)$$

Voor $n = \text{constant}$ en lagere T zal men zo een sterk stijgende N te zien krijgen, dus een sterke daling van de werkw functie ingeval van PSI.

Indien:

$$e \left[Q + e \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} \right] > 0 ,$$

dus in het energetisch voordelig geval, zal bij stijgende T de bedekking volgens (10) afnemen en de werkw functie toenemen, zodat de efficiency β toeneemt. Echter, volgens de Saha-Langmuir-vergelijking (4), neemt de efficiency voor hoge T af, zodat deze door een maximum zal gaan (zie fig. 3).



Figuur 3.

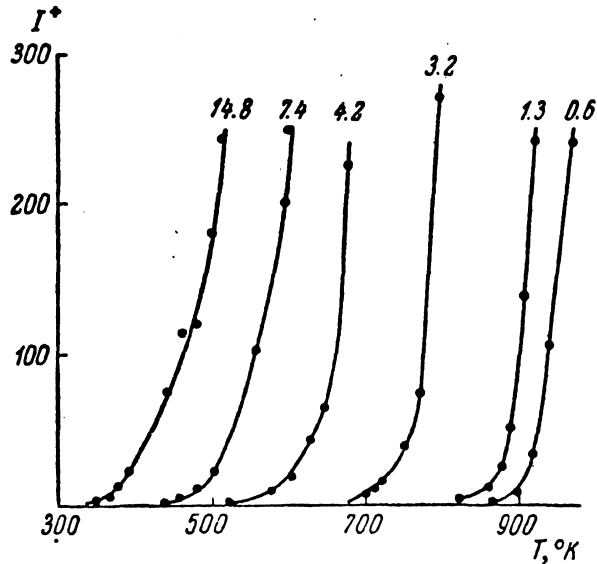
Typisch verloop van de ionisatie-efficiency β als functie van de temperatuur van het metaaloppervlak T (lit. 24).

Aangezien de werkw functie ϕ zeer sterk afhangt van de bedekkingsgraad van het oppervlak, zal de temperatuur, waarbij $\beta = 0$, T_0 , niet alleen afhangen van de intensiteit van de invallende bundel n , maar zal ook voor $T \approx T_0$

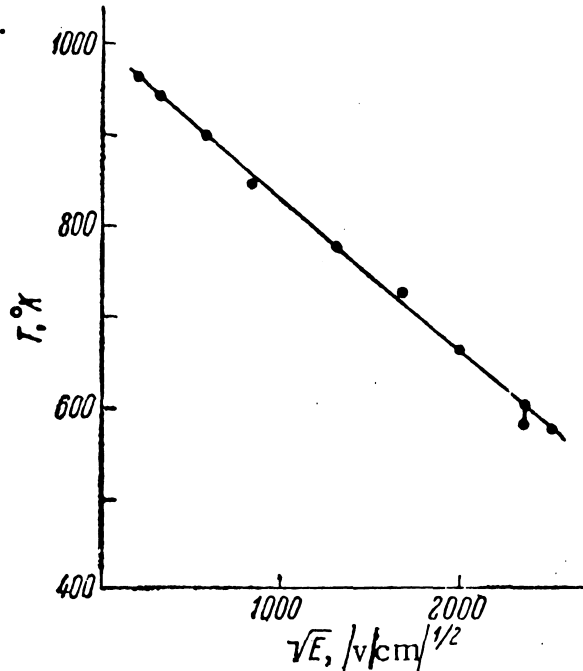
β zeer sterk afhangen van T . Bovendien zal T_0 afhangen van het elektrische veld, immers daar n constant, volgt uit (10) dat voor:

$$\frac{1 \pm e \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}}{kT_0} = \text{const.} \quad (11)$$

N dus de bedekkingsgraad constant is, en dus de ionen-opbrengst. Inderdaad is zo een afhankelijkheid gevonden, ²³⁻³⁰).



Figuur 4 - De ionenstroom I als functie van T voor verschillende elektrische velden E , voor KCl op W. $E \sim 10^8$ V/m. (lit. 24).



Figuur 5. - De drempeltemperatuur T_0 als functie van het elektrisch veld E voor de oppervlakte-ionisatie van kalium op wolfram.

Uiteindelijk blijkt dus, dat het verloop van β als functie van T afhangt van de bedekking van het oppervlak (zowel van de inkomende deeltjes als van het restgas ^{5,57}), het elektrische veld en het verschil van de ionisatie-potentiaal, respectievelijk elektronen-affiniteit, met de werkfunctie.

Indien het metaal -zoals in het algemeen het geval is- een poly-kristallijn oppervlak heeft, dient de Saha-Langmuir-vergelijking (4) eveneens gemodificeerd te worden. De efficiency van het proces moet voor ieder kristalvlakje apart bepaald worden, zodat, indien F_k het oppervlak is dat de k^e oriëntatierichting inneemt, men vindt ⁴⁸):

$$\beta = \sum_k \frac{F_k}{1 + \frac{1}{A} \exp - \frac{eQ}{kT}} \equiv \frac{1}{1 + \frac{1}{A^x} \exp - \frac{eQ^x}{kT}} \quad (11)$$

Hier is Q opgebouwd uit S respectievelijk I , en een gemiddelde werkfunctie ϕ^x . Deze ϕ^x zal evenals A^x temperatuursafhankelijk zijn.

Indien $Q < 0$, dan zullen de gebiedjes met de hoogste werkfunctie de grootste opbrengst aan ionen voor PSI leveren, zodat in dit geval $\varphi^x = \varphi_{\max}$. Bij NSI zullen de gebiedjes met de laagste werkfunctie voor de hoogste ionen-opbrengst zorgen: $\varphi^x = \varphi_{\min}$. Bovendien wordt de electronen-emissie van een metaal bepaald door de gebiedjes met de laagste werkfunctie.

Voor de efficiency van een ionisatieproces is dus niet slechts de werkfunctie gemeten van thermische electronen-emissie van belang, doch ook de verdeling van de werkfunctie over het oppervlak⁵²⁾. Speciaal bij PSI is dit van belang: bij NSI is in het algemeen $\varphi_e \approx \varphi^x$.

Van het feit dat voor PSI bij moeilijk te ioniseren elementen $\varphi \approx \varphi_{\max}$, maakt men gebruik φ_{\max} te meten met behulp van oppervlakte-ionisatie^{63,61,62,65)}.

Algemeen geldt:

$$\varphi_{\min} \approx \varphi_e \leq \varphi_{\text{NSI}} < \varphi_{\text{PSI}} \leq \varphi_{\max} \quad (12)$$

maar het gelijktken geldt voor $Q < 0$.

Indien $\varphi_{\min} < I < \varphi_{\max}$ of $\varphi_{\min} < S < \varphi_{\max}$, zal φ^x sterk met de temperatuur kunnen variëren. Bovendien geldt, zoals reeds opgemerkt, dat φ eveneens afhangt van de vervuiling van het oppervlak, Θ . De Saha-Langmuir vergelijking (4) is dus geldig indien men stelt $\varphi = \varphi(T, \Theta)$, waarbij deze afhankelijkheid voor ieder element zal verschillen⁴⁹⁾.

Tenslotte dient men te bedenken, dat men bij het ioniseren van aard-alkalimetalen en dergelijke er voor moet waken dat verontreinigingen van deze metalen door alkalimetalen zeer klein zijn - door de grote verschillen in efficiency zal een verontreiniging aanleiding kunnen geven tot grote fouten in de metingen^(zie 1, n)

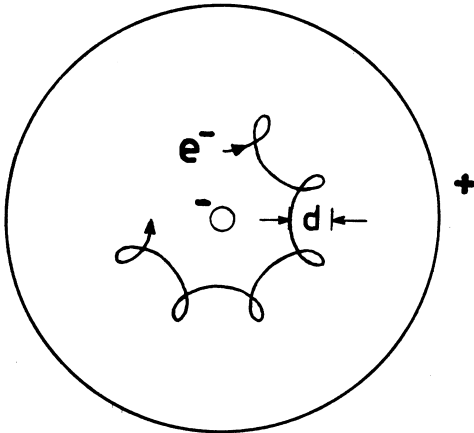
4. Negatieve oppervlakte-ionisatie.

Bij NSI treden experimentele moeilijkheden op, omdat de electronen-emissie, door de lage werkfunctie die noodzakelijk is om het proces efficient te doen zijn, de ionenstroom volledig in het niet doet verdwijnen. Bovendien is de efficiency van NSI kleiner dan van PSI: het polykristallijne karakter van het oppervlak veroorzaakt hier een reductie van de ionen-opbrengst door dat gebiedjes met een te hoge werkfunctie nauwelijks ioniseren. In het algemeen geldt echter wel dat $\varphi_{\text{NSI}} \approx \varphi_e$.

Om de electronen te scheiden van de ionen staan ons twee methoden ter beschikking: de massaspectrometertechniek en het kruisen van het elektrische veld met een magnetisch veld^{17,20)}. Het verschil in massa tussen het ion

en het electron heeft hier tot gevolg dat de electronen niet en de ionen wél de collector kunnen bereiken.

Indien men een draadje beschouwt met straal r , en een collector met straal R , dan zal een magneetveld B dat parallel staat met het draadje, sterke invloed uitoefenen op de banen van geladen deeltjes die door het draadje uitgezonden worden. In fig. 6 staan deze banen getekend.



Figuur 6.

De baan van een geladen deeltje in een gekruist electrisch- en magnetisch-veld. Het magneetveld staat loodrecht op de figuur.

De grootheid d hangt, behalve van B , r en R , af van de massa m van het deeltje, zijn lading e en het potentiaalverschil tussen de collector en het draadje V . Indien men stelt dat de deeltjes het draadje verlaten met een verwaarloosbare snelheid, kan men berekenen hoe sterk het magneetveld B_c moet zijn om de deeltjes de collector juist niet te doen bereiken. In dit geval is dus $d = R - r$.

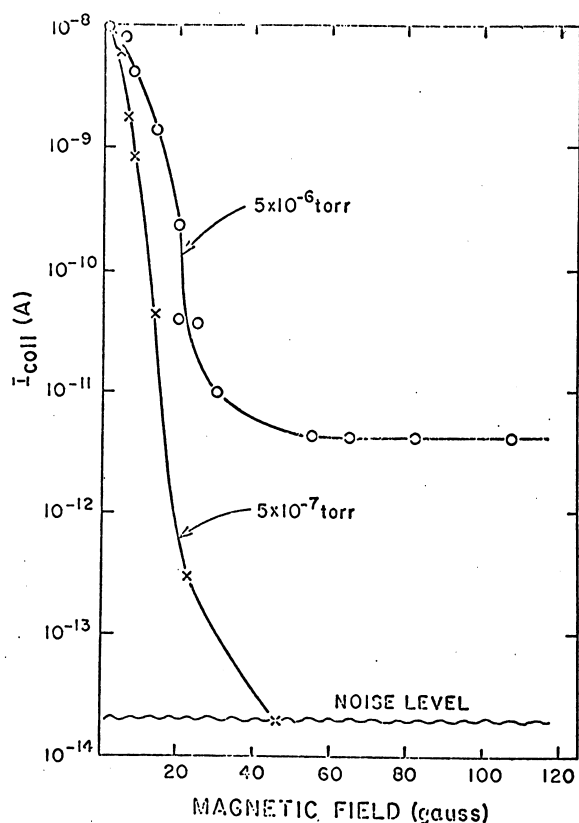
De formule voor B_c luidt zo:

$$B_c = \frac{\sqrt{\frac{8 V m}{e}}}{R [1 - r^2/R^2]} \quad (13)$$

Stellen wij nu $R \gg r$, $V = 15$ V en $R = 1$ cm, dan vinden wij voor electronen $B_c = 15$ gauss en voor Cl^- -ionen $B_c = 3,8$ kG.

In de praktijk zullen de moleculen van het restgas er voor zorgen, dat de electronen niet geheel worden tegengehouden door het magnetisch veld. Botsingen van de electronen met deze moleculen kunnen de banen zo wijzigen, dat deze de collector toch bereiken. In fig. 7 is een voorbeeld hiervan opgenomen, in dit geval was $B_c = 7,4$ G en $V = 4$ V. Men ziet hier de sterke invloed van de achtergrond-druk op de electronenstroom.

voor de electronen



Figuur 7. - De elektronenstroom in een magnetron als functie van het magnetisch veld B , voor verschillende drukken van het restgas (lit. 20).

Ook de druk van de bundel zal dus van invloed zijn op deze elektronenstroom, zodat men om deze te onderdrukken goed moet collimeren.

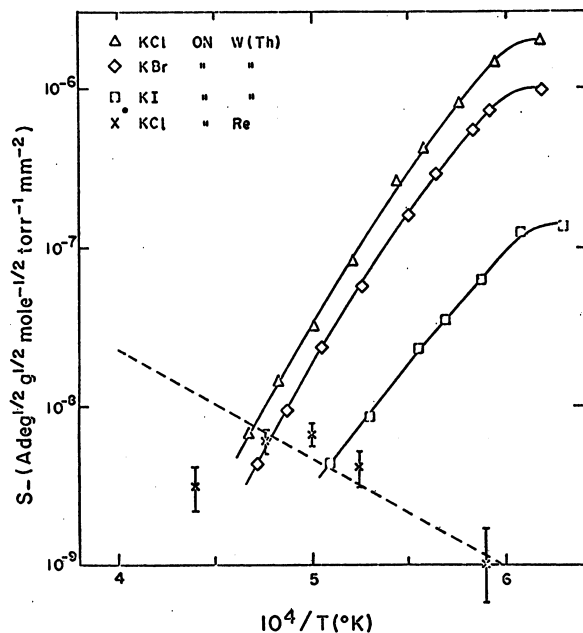
De tweede methode voor het scheiden van de elektronen en ionen is de massaspectrometermethode. Hier is het magnetisch veld dus gescheiden van het elektrisch veld. De straal R die van de baan van geladen deeltjes die door het magnetisch veld gaan is als volgt te berekenen:

$$R = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2 \text{ mV}}{e}} \quad (14)$$

Ook hier kunnen elektronen en ionen dus effectief gescheiden worden.

Ondanks het feit dat NSI een minder effectieve methode voor detectie is dan PSI (de maximale efficiency ²⁰) die voor NSI is gemeten, Cl op gethorieerd W , is 2,6%), is ook hier de efficiency nog vele malen hoger dan bij andere methoden. Het aantal op deze wijze te detecteren deeltjes is echter relatief klein: slechts de halogenen en enkele verbindingen als NO_2 hebben een redelijk ^{lage} ionen-opbrengst.

In fig. 8 zijn de oppervlakte-ionisatie-curven voor verschillende stoffen geschetst. Men ziet dat de efficiency ook hier sterk afhangt van de temperatuur.



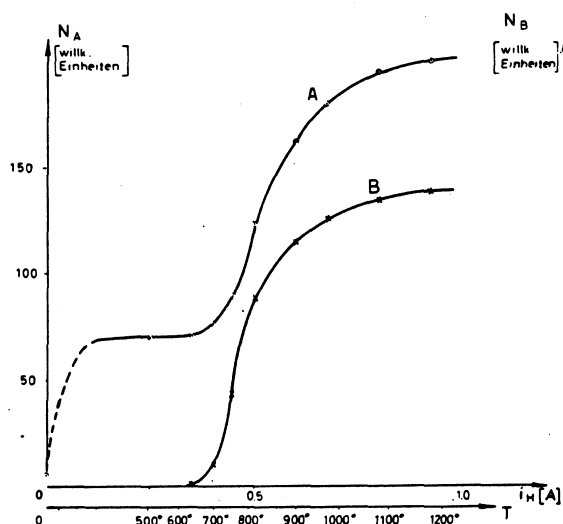
Figuur 8.

Negatieve oppervlakte-ionisatie van verschillende stoffen op gethorieerd wolfram en op renium (lit. 20).

5. Boverthermische oppervlakte-ionisatie.

De processen die in het voorgaande zijn beschreven, gelden strikt genomen slechts voor atomen die met een oppervlak in evenwicht komen. Indien de energie van de deeltjes hoger wordt, is het echter mogelijk dat een deeltje na de botsing met het oppervlak zijn weg als ion of atoom voortzet. Ook als het oppervlak koud is en er geen "evenwichts-oppervlakte-ionisatie" optreedt, kunnen de snelle deeltjes door de botsingen toch geïoniseerd worden.

Het verloop van β als functie van de temperatuur wordt nu verschillend voor verschillende energieën van de deeltjes.



Figuur 9.

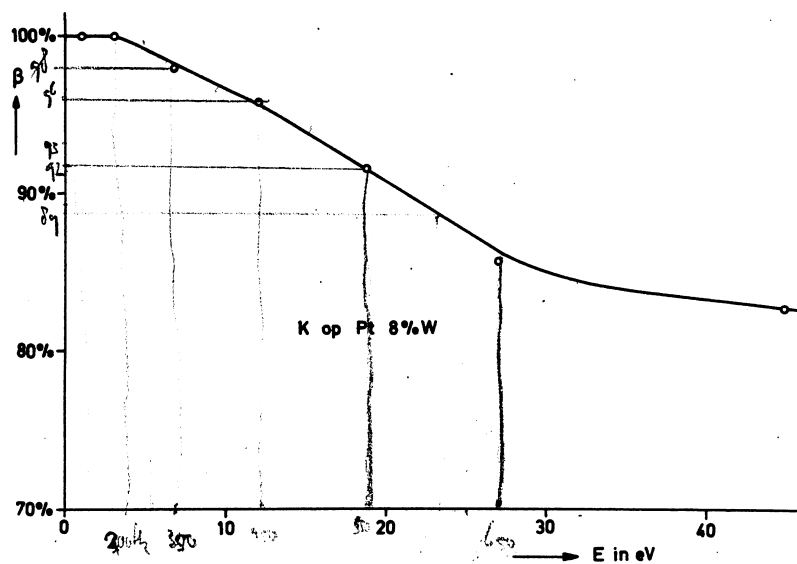
Boverthermische oppervlakte-ionisatie van K op Pt 10% Rh. A = 20 eV, B = 3 eV. N is het aantal geïoniseerde deeltjes (lit. 21).

In fig. 9 ziet men dit verloop voor K op platina-rhodium ²¹⁾. Het blijkt, dat de energie waarbij ionisatie op een koude draad mogelijk wordt, materiaal-afhankelijk is. Deze energie E_g is in onderstaande tabel uitgezet ²¹⁾ voor K-atomen:

	E_g
Pt - 10% Ir	16,5 eV
Pt - 10% Rh	13,5 eV
Pt - 5% W	11,2 eV
Re	9,5 eV
W	3,5 eV

Bij hoge energieën neemt β bovendien af door de reflectie van neutralen. Men heeft voor Pt-W het verloop van de efficiency voor K-ionisatie gemeten als functie van de energie, door te vergelijken met

een absolute detector ²²⁾. De efficiency bleek 0 - 40 eV af te nemen van 100 % - 80 %.



Figuur 10.

De afname van de ionisatie-efficiency van K op Pt 8% W als functie van de energie van de deeltjes E (lit. 22).

Amsterdam, 13 september 1968

Tabel I.

Electronen-affiniteiten S (ref. 67)

gevormd ion	S		S		S
H ⁻	0,7 V	O ⁻	1,2 V	BF ₃ ⁻	3,2 V
F ⁻	3,5 V	S ⁻	2,1 V	NF ₂ ⁻	3,3 V
Cl ⁻	3,7 V	C ⁻	1,2 V	CCl ₄ ⁻	2,2 V
Br ⁻	3,4 V	NO ₂ ⁻	4,0 V	CN ⁻	2,6 V
I ⁻	3,1 V	SF ₅ ⁻	3,6 V	CNS ⁻	2,2 V
				Li ⁻	0,6-1,0 V
				Br ₂	2,8 V
SH ⁻	2,3 V				
TCNE ⁻	3,2 V	[Tetracyano-ethyleen]			
TCNS ⁻	2,6 V	[Tetracyano-benzeen]			

Tabel II.

Ionisatie-potentialen (ref. 67)

Li	5,36 V	In	5,76 V	Nd	5,51 V	Ho	6,19 V
Na	5,12 V	Ca	6,09 V	Sm	5,70 V	Er	6,08 V
K	4,32 V	Ba	5,19 V	En	5,68 V	Tm	6,15 V
Rb	4,16 V	Ce	5,60 V	Tb	5,98 V	Lu	5,14 V
Cs	3,86 V	Pr	5,48 V	Hy	5,80 V	U	6,08 V

Tabel III.

Werkfuncties

φ_e = thermische electronenemissie
 φ_i = (max) voor polykristallijne oppervlakken.

	φ_e	ref.	φ_i	ref.
Hf	3,7 V	20		
Ir	5,30 V	11		
	5,30 V	13		
	5,4 V	68		
La B ₆	2,76 V	62	2,96 V	62
	3,3 V	20		
Mo	4,33 V	63	5,02 V	63
Mo [111]	4,26 V	64		
Nb	3,90 V	36		
Ni [111]	4,57 V	64		
Pt	4,97 V	9		
	5,30 V	66		
Pt [111]	4,82 V	64		
	4,77 V	38		
	4,87 V	69		
Re	4,97 V	11		
	5,0 V	20		
	4,88 V	68		
	4,93 V	61	5,43 V	61
Si [111]	4,09 V	65	4,9 V	65
Ta	4,33 V	63	4,88 V	63
W	4,54 V	68		
	4,67 V	9		
	4,57 V	11		
	4,58 V	63	5,14 V	63
W [110]	5,03 V	58		
	5,25 V	60		
	6,0 V	70		
W [100]	4,70 V	70		
W [001]	4,34 V	37		
W [211]	4,87 V	70		
W [111]	4,93 V	70		
W [221]	4,37 V	70		
W-O	6,2 V	59		
W-Th	3,1 V	56		
	2,8 V	20		

Tabel III (vervolg)

Werkfuncties

φ_e = thermische electronenemissie
 φ_i = (max) voor polykristallijne oppervlakken.

	φ_e	ref.	φ_i	ref.
W-Th gedeact.	4,6 V	20		
W 5% Re	4,55 V	68		
W 7% Re	4,56 V	68		
W 15% Re	4,59 V	68		
W 25% Re	4,695 V	68		
W-O	6,00 $\pm 0,08$	a	6,74	
(Be	3,67	d		
Ti	3,73	d		
Cr	3,9	d		
Fe	4,4	d		
Ni	4,7	d		
Cu	4,7	d		
Pt	5,7	d		
voorstuk 11e d. 304	4,3	d		
Zie van overzicht v.d. legging W, Ta, Nb, Ti, Zr, Hf, Re, Ru, Mo, Hg, La, Th, Pt, Ir, Os, Ba, Pd, Rh etc. of e				
Pt	5,13	g	5,77	
Ir	5,4	g	5,8	
Re-O	5,7	v		

Ionisatie efficiencies

(Positieve opp. ionisatie)

deeltje	oppervlakte	β_{\max}	T	ref.
K	W	99%	1100°K	9
	"	90%	1200°K	6
	Pt	97%	1100°K	9
	"	65%	1200°K	6
	Re	$\pm 100\%$	1000°K	12
	"	100%	1200°K	20
	Pt 8% W	65%	1200°K	6
	Pt 8% W-I	$\pm 100\%$	1400°K	10
	Pt 8% W-II	60%	1400°K	10
	W-Th gedeact.	96%	1300°K	20
	W-Th	0,66%	2160°K	20
	Re-O	100	1200	v
	Re	100	1200	v
Na	W	10%	3000°K	6
	Pt	82%	1700°K	6
	Re	$> 50\%$ 100%	700°K	12
	Pt 8% W	75%	1800°K	6
	Re-O	100	1300	v
	Re	20	1300	v
Li	W	3% 4%	3000°K	6
	Pt	30%	2000°K	6
	Re	$> 40\%$ 100%	1200°K	12
	Pt 8% W	20%	$> 1800^\circ\text{K}$	6
	Ir	100%	1650°K	13
Rb	W	100%	1200°K	6
	Pt	90%	1200°K	6
	Pt 8% W	97%	1300°K	6
Cs	W	100%	1200°K	6
	Pt	96%	1300°K	6
	Pt 8% W	98%	1300°K	6
	Re	100%	700°K	12
	Ir	100%	700°K	13
Ba	W	15%	2200°K	14

Tabel IV. (vervolg)

Ionisatie efficiencies				(Positieve opp.ionisatie)
deeltje	oppervlakte	β_{\max}	T	ref.
KF	W	90%	1300°K	7
	Pt	27%	1200°K	7
	Pt 8% W-I	100%	1400°K	10
	Pt 8% W-II	0,1 - 5%	1400°K	10
KCl	W	94%	1500°K	11
	"	82%	1500°K	7
	Pt	0,1%	1600°K	7
	Pt 8% W-I	100%	1400°K	10
	Pt 8% W-II	0,02%	1400°K	10
	Re	100%	1100°K	12
	"	60%	1500°K	11
	"	100%	1200°K	20
	W-Th	0,42%	2160°K	20
W-Th	Pt	100%	1600°K	h
KBr	W	82%	1500°K	7
	Pt	0,1%	1600°K	7
	Re	100%	1200°K	20
	W-Th	0,42%	2160°K	20
KI	W	85%	1400°K	7
	Pt	1%	2000°K	7
	Pt 8% W-I	100%	1400°K	10
	Pt 8% W-II	0,7%	1400°K	10
	Re	100%	1200°K	20
	W-Th	0,25%	2160°K	20
NaCl	Re	> 40% 80%	1500°K	12
	Re	20%	1320	✓
	Re-O	100%		✓
LiCl	Re	> 20% 70%	1500°K	12
	Ir	100%	1100°K	13
	Re-O	70%	1500	✓
	Re	20%	1600	✓
CsCl	Re	100%	700°K	12
	W	99%	1000°K	11

Ionisatie efficiencies				(Positieve opp.ionisatie)
deeltje	oppervlakte	β_{\max}	T	ref.
Sa	W	1,7%	2600°K	11
	Re	6%	2400°K	11
	Ir	23,4%	2400°K	11
Eu	W	1,3%	2400°K	11
	Re	6,75%	2100°K	11
	Ir	25,4%	2400°K	11
Tm	W	0,11%	2500°K	11
	Ir	2,4%	2350°K	11
Lu	W	3,8%	2550°K	11
Nd	W	3%	2470°K	11

Ionisatie-efficiencies		(Negatieve opp.ionisatie)		
stof	oppervlakte	β	T	ref
KCl	Re	$8,7 \cdot 10^{-3}\%$	2000°K	20
	W-Th	2,6%	1620°K	20
TCNE (=tetracyano- ethyleen)	Re	$1,4 \cdot 10^{-3}\%$	2440°K	20
	W-Th	0,39%	2080°K	20
	Hf	$2,1 \cdot 10^{-2}$	1800°K	20
CCl ₄	Hf	$7,7 \cdot 10^{-2}\%$	1770°K	20
	LaB ₆	1,1%	1600°K	20
	W-Th	1,5%	1740°K	20
CBr ₄	Hf	$3,2 \cdot 10^{-2}\%$	1730°K	20
	LaB ₆	1,4%	1540°K	20
	W-Th	1,9%	1640°K	20
C ₆ H ₅ I	Hf	$3 \cdot 10^{-3}\%$	1800°K	20
	LaB ₆	0,31%	1540°K	20
	W-Th	0,15%	1640°K	20
Br ₂	W	$2 \cdot 10^{-3}\%$		18
	W-Th	0,45%	1670°K	20
	Hf	0,045%	1730°K	20
I ₂	W-Th	0,63%	1600°K	20
	Hf	$8,4 \cdot 10^{-3}\%$	1630°K	20
C ₆ H ₅ Cl	W-Th	0,26%	1700°K	20
	Hf	0,024%	1700°K	20
KBr	W-Th	1,3%	1620°K	20
KI	W-Th	0,18%	1600°K	20
C ₂ Cl ₆	W-Th	0,26%	1700°K	20
C ₆ H ₅ Br	W-Th	1,4%	1620°K	20
HI	W-Th	$1,8 \cdot 10^{-2}\%$	1810°K	20
Cl ₂	W	$10^{-2}\%$		16
Na ₂ S	W	$\sim 10^{-3}\%$		19,18

Verdampingswarmten.

deeltje	oppervlakte	verdampingswarmte	ref.
Cs^+	W	2,04 eV	33
Cs^+ uit CsCl	W	1,95 eV	34
Cs^+ uit CsI	W	1,84 eV	34
Rb^+	W		
Rb^+	W	1,8 eV	39
K^+	W	2,3 eV	39
La^+	W	6,3 eV	41
Tb^+	W	5,6 eV	41
Nd^+	W	5,6 eV	41
Er^+	W	5,1 eV	41
Ho^+	W	5,3 eV	41
Dy^+	W	5,0 eV	41
Sm^+	W	4,2 eV	41
Tm^+	W	4,2 eV	41
En^+	W	3,4 eV	41
W^+	W	12 eV	48
W	W	9,0 eV	48
K^+	W [001]	2,2 eV	37
Rb^+	W [112]	1,9 eV	31
Rb	W [112]	2,6 eV	32
Cs^+ uit CsCl	Re	2,25 eV	34
Cs^+ uit CsI	Re	2,08 eV	34
Cs^+	Re	2,01 eV	34
Rb^+	Re	2,28 eV	35
K^+	Re	2,32 eV	34
Na^+	Re	2,74 eV	34
Ba^+	Re	4,7 eV	34
Re^+	Re	10,6 eV	40
Re	Re	7,8 eV	40
Re^-	Re	12,6 eV	40 ^A
Na^+	Pt	3,1 eV	39
K^+	Pt	2,6 eV	39
K^+	Pt [111]	2,5 eV	38
Li^+	W	3,69	1
Li^+	W		1
K^+	W	2,30	1
Rb^+	W	2,05	1

Tabel V. (vervolg)

Verdampingswarmten.

deeltje	Oppervlakte	verdampingswarmte	ref.
Rb ⁺	Ni	2,6 eV	39
K ⁺	Ni	2,4 eV	39
Cs ⁺	Mo	1,9 eV	39
Mo ⁺	Mo	9,1 eV	40
Mo	Mo	6,2 eV	40
Ta ⁺	Ta	10,7 eV	40
Ta	Ta	6,9 eV	40
Nb ⁺	Nb	10,39 eV	36
Nb	Nb	7,45 eV	36

NB: andere indeling LIA:
PT, NI etc - 21 -

Literatuur.

1. E.Ya. Zandberg, N.I. Ionov Sov.Phys.Dokl. 2 (1959) 255.
2. M. Kaminski Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces, Ch.8.
(Springer Verlag, Berlin (1965)).
3. K.H. Kingdom, I. Langmuir Phys.Rev. 21 (1923) 380.
4. H.E. Ives Phys.Rev. 21 (1923) 385.
5. E.L. Brady, P.D. Zemany J. Chem.Phys. 20 (1952) 294.
K op Pt/CBr₄, H₂, O₂, N₂, He. ..
6. S. Datz, E.H. Taylor J.Chem.Phys. 25 (1956) 389.
Cs, Rb, K, Na, Li op W, Pt, Pt8%W, W-O.
7. S. Datz, E.H. Taylor J.Chem.Phys. 25 (1956) 395.
KF, KCl, KBr, KI op W, Pt, Pt8%W, W-O.
8. E.F. Greene Rev.of Scient.Instr. 32 (1961) 860.
Preparatie W-draad.
9. W. Schoen Z.Physik 176 (1963) 237.
K op Pt, W.
10. T.R. Touw, J.W. Trischka J.Appl.Phys. 34 (1963) 3635.
K, KCl, KI, KF op Pt8%W uitgestookt in O₂ en Butaan.
11. N.I. Alekseev, D.I. Kaminskii Sov.Phys. Techn.Phys. 9 (1965) 1177.
KCl, CsCl, Sr, Eu, Dy, Ho, Tm, Lu op W, Re, Ir.
12. E.Ya. Zandberg, A.Ya. Tontegode Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1965) 858.
Cs, K, Na, Li, CsCl, NaCl, KCl, LiCl op
13. E.Ya. Zandberg, A.Ya. Tontegode Sov.Phys. Techn.Phys. 12 (1968) 1548.
Cs, Li, LiCl op Ir.
14. M.A. Mittsev, N.I. Ionov Sov.Phys. Techn.Phys. 12 (1968) 1639.
Ba op W.
15. P.P. Sutton, J.E. Mayer J.Chem.Phys. 3 (1935) 20.
16. L. Davis, B.T. Feld, C.W. Zabel, J.R. Zacharias Phys.Rev. 76 (1949) 1076.
Cl₂ op W.
17. J.W. Trischka, D.T.F. Marple, A. White Phys.Rev. 86 (1952) 136.

18. J.G. King, V. Jaccarino
Phys.Rev. 94 (1954) 1610.
Br₂ op W.
19. I.N. Bakulina, N.I. Ionov
Sov.Phys. Dokl. 2 (1957) 423
Na₂S op W.
20. A. Persky, E.F. Greene,
A. Kupermann
~~Nog te publiceren.~~
J. Chem. Phys. 49 2347 (68)
KCl, KBr, KI, CCl₄, C₂Cl₆, C₆H₅Cl, CBr₄,
C₆H₅Br, I₂, HI, C₂H₅I, TCNE, Br₂ op
W-Th, LaB₆, Hf.
21. E. Hulpke, Ch. Schlier
~~Nog te publiceren.~~ *Z. für Physik 207 297 (67)*
K op Pt-10%Rh, Pt5%W, Pt10%Ir, Re, W
22. J. Politiek, J. Los
Rev.Scient.Instr. Nog te publiceren.
K op Pt8% W
23. È.Ya. Zandberg
Sov.Phys. Techn.Phys. 2 (1957) 2399.
KCl, CsCl en K op W.
24. N.I. Ionov
Sov.Phys. Techn.Phys. 1 (1956) 2134.
KCl, CsCl op W.
25. A.M. Romanov, S.V. Starodubtsev
Sov.Phys. Techn.Phys. 2 (1957) 722.
Na op W.
26. A.M. Romanov, S.V. Starodubtsev
Sov.Phys. Techn.Phys. 2 (1957) 1125.
Li op W.
27. È.Ya. Zandberg, N.I. Ionov
Sov.Phys. Techn.Phys. 3 (1958) 2243.
Li op W.
28. È.Ya. Zandberg
Sov.Phys. Techn.Phys. 3 (1958) 2233.
NaCl, LiCl op W.
29. È.Ya. Zandberg
Sov.Phys. Techn.Phys. 5 (1960) 1152.
In, Ta op W.
30. È.Ya. Zandberg
Sov.Phys. Techn.Phys. 5 (1960) 186.
Drempeltemperatuur K, CsCl
31. F.L. Hughes, H. Levinstein
Phys.Rev. 113 (1959) 1029.
 τ , ℓ^+ voor Rb op W [112], [110]
32. F.L. Hughes
Phys.Rev. 113 (1959) 1036.
 τ , ℓ^0 voor Rb op W [110], [112]

33. M.D. Scheer, J. Fine J.Chem.Phys. 37 (1962) 107.
 τ , l^+ voor Cs op W.
34. M.D. Scheer, J. Fine J.Chem.Phys. 38 (1969) 307.
 τ , l^+ voor Cs, CsI, CsCl, Ba op Re.
35. M.D. Scheer, J. Fine J. Chem.Phys. 39 (1963) 1752.
 τ , l^+ voor Na, K, Rb, Cs, op Re.
36. M.D. Scheer, J. Fine J. Chem.Phys. 42 (1965) 3645.
 Nb^+ op Nb.
37. E.F. Chaikowski, G.M. Pyatigorskii Sov.Phys. Techn.Phys. 9 (1964) 847.
 l^+ voor K op W [100]
38. E.F. Chaikowski, G.V. Ptitsyn Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1965) 410.
 l^+ voor K op Pt [111]
39. E.F. Chaikowski, G.M. Pyatigorskii
G.V. Ptitsyn Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1966) 1156.
 l^+ voor K, Rb, Cs, Na op W, Ni, Pt, Mo
40. E.Ya. Zandberg, N.I. Ionov,
A. Ya. Tontegode Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1966) 1164.
 l^0 en l^+ voor Re uit Re, Mo op Mo,
W uit W, Ta uit Ta.
- 40^A. M.D. Scheer, J. Fine J. Chem.Phys. 46 (1967) 3998.
 l^- , l^+ van Re-Re, W-W.
41. N.I. Alekseev Sov.Phys. Techn.Phys. 12 (1968) 1639.
 l , l^+ voor Eu, Tm, Sa, Dy, Ho, Er, Nd,
Tb, La op W.
42. I. Langmuir, K.H. Kingdom Proc.Roy.Soc. A107 (1925) 61.
P.S.I.
43. N.D. Morgulis J.Expl.Theoret.Phys. 4 (1934) 684.
N.S.I.
44. M.J. Copley, T.E. Phipps Phys.Rev. 45 (1934) 344.
Reflectie.
45. M.J. Copley, T.E. Phipps Phys.Rev. 48 (1935) 960.
Reflectie.
46. L.M. Dobretsov J.Expl.Theoret.Phys. 6 (1936) 552.
El.velden.
47. S.V. Starodubtsev J.Expl.Theoret.Phys. 19 (1949) 215.
Evenwichten.

>

48. J. Zemel J.Chem.Phys. 28 (1958) 410.
Polykrist. opp.
49. È.Ya. Zandberg, V.I. Paleev,
A.Ya. Tontegode Sov.Phys. Techn.Phys. 7 (1962) 147.
Bedekking opp.
50. N.D. Potekhina Sov.Phys. Techn.Phys. 2 (1964) 842.
 ℓ^+
51. G.M. Pyatigorskii Sov.Phys. Techn.Phys. 2 (1964) 1117.
El. velden.
52. N.D. Potekhina Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1965) 254.
Polykrist.opp.
53. G.M. Pyatigorskii Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1965) 867
Zouten
54. N.D. Potekhina Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1966) 1280
LiCl op Re
55. J.W. Trischka J.Appl.Phys. 37 (1966) 455.
Saha-Langmuir vgl.
56. J.A. Becker Trans.Farad.Soc. 38(1932) 148.
W-Th
57. A. Eberhagen Fortschr.Physik 8 (1960) 245.
Vervuuld W.
58. J. Fine, T.E. Madley, M.D. Scheer Surface Science, 3 (1963) 227.
W [110]
59. C.A. Hayne^{que}, E.E. Donaldson Rev.Scient.Instr. 34 (1963) 409.
W-O.
60. F.L. Hughes, H. Levistein,
R. Kaplan Phys.Rev. 113 (1959) 1023.
W [112]
61. È.Ya. Zandberg, A.Ya. Tontegode Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1965) 260.
 $\varphi_{\min}, \varphi_{\max}^{\text{Re}}$
62. È.Ya. Zandberg, V.I. Paleev Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1966) 1014.
 $\varphi_{\min}, \varphi_{\max}^{\text{LaB}_6}$

63. È.Ya. Zandberg, A.Ya. Tontegode Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1966) 1162.
 $\varphi_{\min}, \varphi_{\max}$ Ta, Mo, W
64. E.F. Chaikowskii, G.M. Pyatigorskii,
 G.V. Ptitsyn Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1965) 871.
 Pt [111] Ni [111] Mo [100]
65. È.Ya. Zandberg, V.I. Paleev Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1966) 1602.
 $\varphi_{\min}, \varphi_{\max}$ n-Si
66. Landolt-Bornstein 6. Teil
 Lijst φ
67. Handbook of Chemistry and 48th Ed. 1968. E-68
 Physics, 1968. Chem.Rubber Co.
68. O.K. Husmann J.Appl.Phys. 37 (1966) 4662.
 W, Ir, Re, W-Re 8%, 5%, 25%.
69. E.F. Chaikowskii, G.V. Ptitsye Sov.Phys. Techn.Phys. 10 (1965) 893.
 Pt [111]
70. L.D. Schmidt J.Chem.Phys. 46 3830 (67)
 W [110][211][100][111][221]