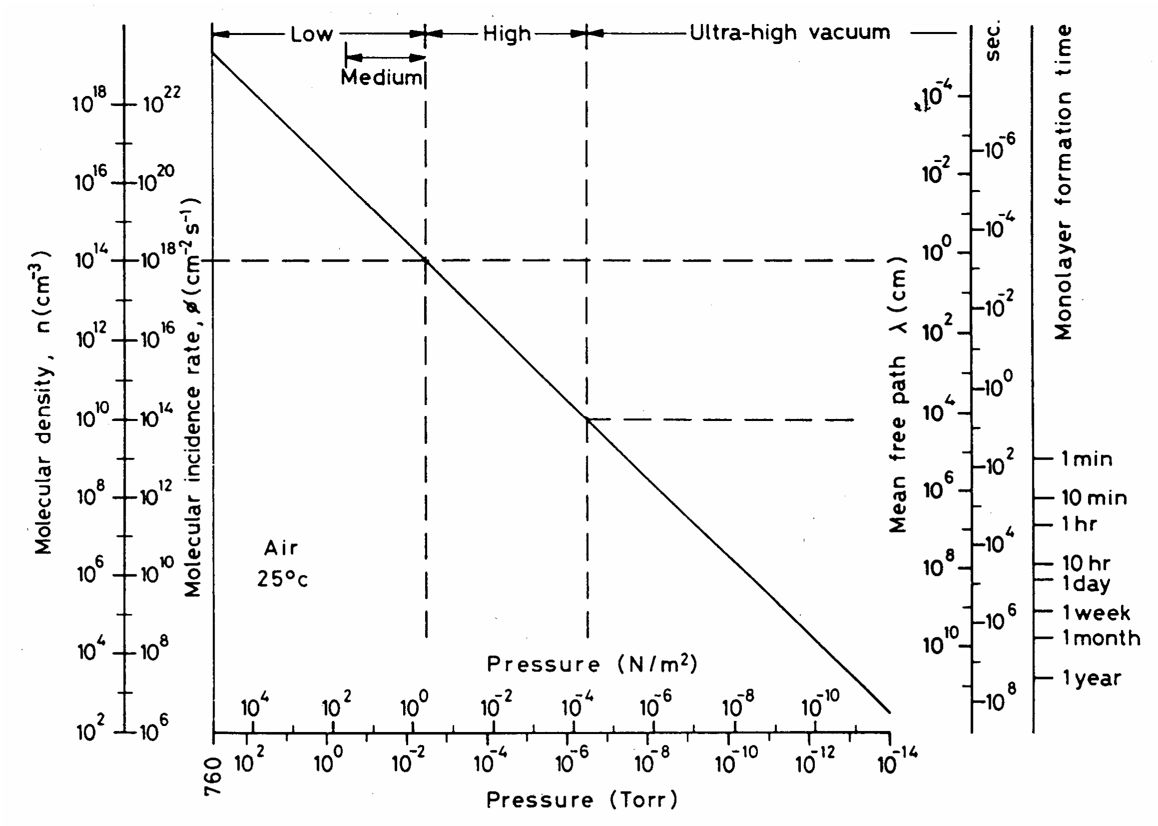
Anhang

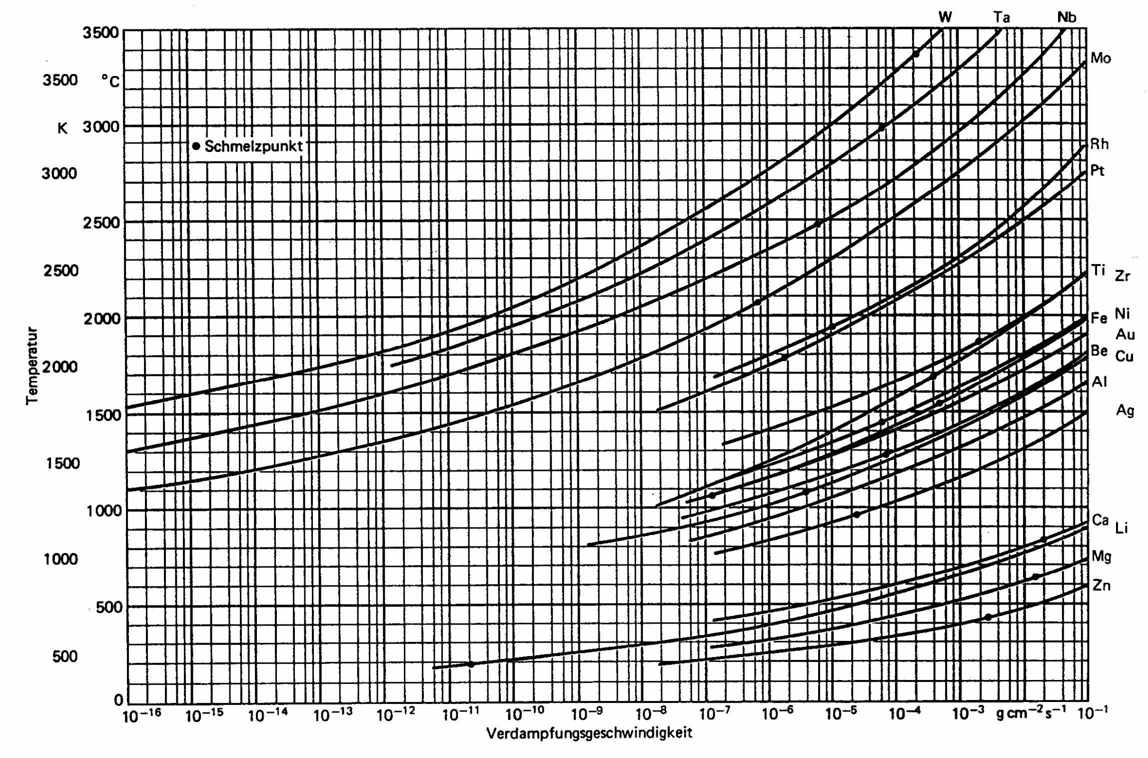
Vakuumtechnik:



Zeit für die Bildung einer Monolage in Abhängigkeit vom Umgebungsdruck:
Teilchendichte ***n***, Auftreffrate ***Φ***, mittlere freie Weglänge ***λ***
[13, p. 2]

Anhang

Aufdampftechnik:



Verdampfungsgeschwindigkeit im Hochvakuum in Abhängigkeit von der Quellentemperatur [3, p. 20]

Anhang

Sputtertechnik:

Target	Sputterausbeute Y für E_i in eV						E_{thres}	E_0
	200	600	1 000	2 000	5 000	10 000		
	Atome/Ion						eV	eV/Atom
Ag	1,6	3,4				8,8	15	2,94
Al	0,35	1,2			2,0		13	3,33
Au	1,1	2,8	3,6	5,6	7,9		20	3,92
C	0,05	0,2					-	7,39
Co	0,6	1,4					25	4,40
Cr	0,7	1,3					22	4,11
Cu	1,1	2,3	3,2	4,3	5,5	6,6	17	3,50
Fe	0,5	1,3	1,4	2,0	2,5		20	4,13
Ge	0,5	1,2	1,5	2,0	3,0	3,98	25	-
Mo	0,4	0,9	1,1		1,5	2,2	24	6,88
Nb	0,25	0,65					25	-
Ni	0,7	1,5	2,1				21	4,45
Os	0,4	0,95					-	8,19
Pd	1,0	2,4					20	3,90
Pt	0,6	1,6					25	5,95
Re	0,4	0,9					35	8,06
Rh	0,55	1,5					24	5,76
Si	0,2	0,5	0,6	0,9	1,4		-	4,68
Ta	0,3	0,6			1,05		26	8,10
Th	0,3	0,7					24	5,97
Ti	0,2	0,6		1,1	1,7	2,1	20	4,86
U	0,35	1,0					23	5,00
W	0,3	0,6			1,1		33	8,80
Zr	0,3	0,75					22	6,34
	Moleküle/Ion							
CdS (1010)	0,5	1,2						
GaAs (110)	0,4	0,9						
GaP (111)	0,4	1,0						
GaSb (111)	0,4	0,9	1,2					
InSb (110)	0,25	0,55						
PbTe (110)	0,6	1,40						
SiC (0001)		0,45						
SiO_2			0,13	0,4				
Al_2O_3			0,04	0,11				

Sputterausbeute ***Y*** verschiedener Materialien als Funktion der Energie $\boldsymbol{E_i}$ der auftreffenden Ar-Ionen, Schwellenenergie $\boldsymbol{E_{thresh}}$ und Sublimationsenergie $\boldsymbol{E_O}$ [1, p. 98]

Anhang

Analysemethoden:

Tabelle 8–7. Analysemethoden und ihre Charakterisierungsart.

Methode	Abkürzungen	Anregung/ Detektion *)	Charakterisierungsart: Chemische Analyse	Charakterisierungsart: Molekülkristallstrukturen	Charakterisierungsart: Mikroskopie	elektronische Eigenschaften	Referenzen
Light Microscopy	LM	$h\nu \rightarrow h\nu$			×		[8–335]
Laser Scanning Microscopy	LSM	$h\nu \rightarrow h\nu$			×		[8–314; 8–416]
Ramanscattering	RS	$h\nu \rightarrow h\nu$		×			[8–395; 8–398 bis 8–402]
X-ray Photoelectron Spectrosc.	XPS	$h\nu \rightarrow e$	×				[8–340; 8–341; 8–434 bis 8–437]
Ultra Violet PS	UPS	$h\nu \rightarrow e$				×	[8–435; 8–436]
Laser Microprobe Mass Anal.	LAMMA	$h\nu \rightarrow i$	×				[8–438]
Photo Acustic Spectroscopy	PAS	$h\nu \rightarrow ph$			×		[8–403]
Scanning Electron Microscopy	SEM	$e \rightarrow e$			×		[8–467; 8–430; 8–431; 8–432]
(Scan)Transmission Electr. Micr.	(S)TEM	$e \rightarrow e$		×			[8–466; 8–463 bis 8–466]
Electron Beam Induced Current	EBIC	$e \rightarrow e$			×	×	[8–467; 8–468; 8–469]
Voltage Contrast Microscopy	VCM	$e \rightarrow e$			×	×	[8–335]
Low Energy Electron Diffraction	LEED	$e \rightarrow e$		×			[8–357; 8–408; 8–409]
Reflective High EED	RHEED	$e \rightarrow e$		×			[8–359; 8–418; 8–419]
Auger Electron Spectroscopy	AES	$e \rightarrow e$	×		×		[8–340; 8–433; 8–434]
Electron Energy Loss Spectr.	EELS	$e \rightarrow e$	×	×		×	[8–357; 8–404 bis 8–407]
Electron Micro Probe	EMP	$e \rightarrow h\nu$	×				[8–439]
X-Ray Emission Spectroscopy	XES	$e \rightarrow h\nu$	×		×		[8–431; 8–432; 8–458; 8–459; 8–460]
Ion Scattering Spectroscopy	ISS	$i \rightarrow i$	×	(×)			[8–340; 8–410; 8–434]
Secondary Ion Mass Spectrosc.	SIMS	$i \rightarrow i$	×		×		[8–340; 8–346; 8–354; 8–440; 8–441; 8–442]
Rutherford Backscattering	RBS	$i \rightarrow i$	×	(×)			[8–454; 8–455; 8–456]
Secondary Neutral Mass Spectr.	SNMS	$i \rightarrow n$	×				[8–355]
Particle Induced X-Ray Emission	PIXE	$i \rightarrow h\nu$	×				[8–356]
Field Ion Microscopy	FIM	$\varepsilon \rightarrow i$	×	×			[8–340]
Scanning Tunneling Microscopy	STM	$\varepsilon \rightarrow e$		×	×	(×)	[8–428; 8–429]
Scanning Acoustic Microscopy	SAM	$ph \rightarrow ph$			×		[8–416; 8–417]

*) $h\nu$ Photonen, ph Phononen, e Elektronen, i Ionen, n Neutralteilchen, ε elektrisches Feld

[3, p. 342]

Anhang

Zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit dünner Schichten:

Ausgangspunkt aller folgenden Berechnungen ist der Ausdruck für die Stromdichte $\vec{j}_e$,

$$\vec{j}_e = -ne\vec{v} = -e\vec{v}\int_N \frac{dn}{V} = -e\vec{v}\,\frac{N}{v} = -ne\vec{v}$$

Da e und $\vec{v}$ bekannt sind, ist sie Elektronendichte n zu Berechnen:

$$dn = 2\cdot f_0(E)\cdot d\Phi \qquad d\Phi \text{ ... Phasenraumvolumen}$$

$$f_0(E) = \frac{1}{1+e^{(E-E_f/k_BT)}} \text{ ... Fermi-Verteilung}$$

$$d\Phi = \frac{d^3xd^3p}{h^3} \text{ ...}$$ dimensionslos, Anzahl der Zustände in einem Phasenraumelement der Größe d^3xd^3p

Aus der Quantenmechanik ist die Anzahl der möglichen Zustände in einem Phasenraumelement mit den verallgemeinerten Koordinaten *(q,p)*: $\frac{d^3qd^3p}{h^3}$ bekannt: in einem Phasenraumelement der Größe h^3 kann sich nur ein Zustand befinden

a) Leitfähigkeit ohne elektrisches Feld

$$\vec{j}_e = -e\int_{R,\vec{v}} \vec{v}\,\frac{dn}{V} = -2e\int_{R,\vec{v}} \vec{v}\,f_0(\vec{v})\frac{d\Phi}{V} = \left| d\Phi = \left(\frac{m}{h}\right)^3 d^3xd^3v \right| =$$

$$-2e\left(\frac{m}{h}\right)^3 \frac{1}{V}\cdot \underbrace{\int_{\vec{R}} d^3x}_{V}\int_{\vec{v}} \vec{v}f_0(\vec{v})d^3v = -2e\left(\frac{m}{h}\right)^3 \int_{\vec{v}} \vec{v}\,f_0(\vec{v})d^3v = 0$$

b) Leitfähigkeit mit elektrischem Feld in einem unendlich ausgedehnten Medium: Ohm'sches Gesetz:

Anwendung der Boltzmannschen Transporttheorie:

Allgemeine Formulierung der Boltzmanngleichung:

$$\frac{df(\vec{r},\vec{v},t)}{dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}$$

d. h. Änderungen in der Verteilungsfunktion werden durch Stöße (extrem kurzzeitige Wechselwirkungen der Bestandteile des Systems) bewirkt.

Bildung des totalen Differentials:

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\vec{\nabla}_r f\underbrace{\frac{d\vec{r}}{dt}}_{v}+\vec{\nabla}_v f\underbrace{\frac{d\vec{v}}{dt}}_{a=\vec{F}/m=-\frac{e\vec{E}}{m}}=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}$$

Spezielle Form der Boltzmann-Gleichung für das Elektrische Feld:

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\vec{v}\vec{\nabla}_r f-\frac{e\vec{E}}{m}\vec{\nabla}_v f=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}$$

Der Ansatz für den Kollisionsterm bestimmt die detaillierte Lösung der Boltzmanngleichung:

$$f(t)-f_0=C\cdot e^{-t/\tau}$$
$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}=-\frac{f(t)-f_0}{\tau}$$

Randbedingungen: $\vec{E}$ -Feld in x-Richtung, homogene Stärke.

Ansatz: $f=f_0+A$, $A=A(E)$...Störterm, unabhängig von $\vec{v}$

$$\vec{v}\vec{\nabla}_r(f_0+A)-\frac{eE}{m}\frac{\partial(f_0+A)}{\partial v_x}=-\frac{1}{\tau}(f_0+A-f_0)\text{, da}(\vec{\nabla}_r f_0=0)$$
$$\frac{eE}{m}\frac{\partial f_0}{\partial v_x}=\frac{1}{\tau}A$$
$$A=\frac{eE}{m}\tau\frac{\partial f_0}{\partial v_x}$$

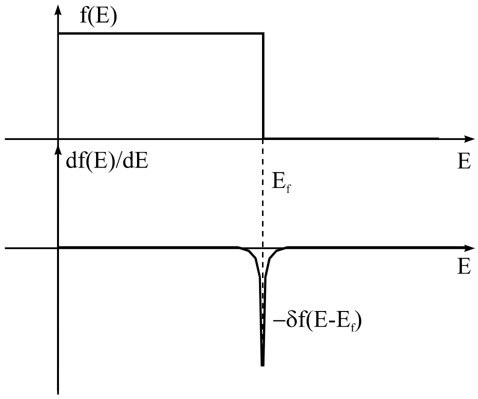
Wiederum folgt die Berechnung der Stromdichte:

$$\vec{j}_e=-ne\vec{v}=-e\int\vec{v}\frac{dn}{V}=\left|dn=2\cdot f(\vec{v})d\Phi\right|=-2e\left(\frac{m}{h}\right)^3\frac{1}{V}\int_{\vec{R},\vec{v}}\vec{v}f(\vec{v})d^3xd^3v$$

Berechnung einer Komponente von $\vec{j}$, j_x:

$$f=f_0+A=f_0+\frac{eE}{m}\tau\frac{\partial f_0}{\partial v_x}$$
$$j_x=-2e\left(\frac{m}{h}\right)^3\frac{1}{V}\int_{\vec{R}}d^3x\underbrace{\int_v f_0(\vec{v})v_x d^3v}_{=0}-\frac{2e^2E}{m}\left(\frac{m}{h}\right)^3\tau\frac{1}{V}\int_{\vec{R}}d^3x\int_v v_x\frac{\partial f_0}{\partial v_x}d^3v=$$
$$=\left|\frac{1}{V}\cdot\int_{\vec{R}}d^3x=1\right|=\underbrace{-2e^2E\frac{m^2}{h^3}\tau}_{C}\int_{\vec{v}}v_x\frac{\partial f_0}{\partial v_x}d^3v$$

In der obigen Gleichung ist nur mehr die Ableitung $\frac{\partial f_0}{\partial v_x}$ unbekannt. Diese ergibt sich über die bekannte Fermiverteilung (siehe folgende Skizze) zu einer Delta-Funktion:



$$j_x = C\int_{\vec{v}} v_x \frac{\partial f_0}{\partial v_x} d^3v = \left| d^3v = 4\pi v^2 dv \right| = C\cdot\int_{\vec{v}} v_x \frac{\partial f_0}{\partial v_x} 4\pi v^2 dv = \left| \frac{\partial f_0}{\partial v_x} = \frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial E}{\partial v_x} = \frac{\partial f_0}{\partial E}\cdot m v_x \right| =$$

$$= C\cdot 4\pi m\int_{\vec{v}} v_x^2 \underbrace{\frac{\partial f_0}{\partial E}}_{-\delta(E-E_f)} v^2 dv$$

$$j_x = -2e^2 E\tau \frac{m^2}{h^3}\cdot 4\pi m\int_{\vec{v}} v_x^2\cdot[-\delta(E-E_f)]v^2 dv = 8\pi e^2 E\tau\left(\frac{m}{h}\right)^3\cdot\underbrace{\int_{\vec{v}} v_x^2\cdot[\delta(E-E_f)]v^2 dv}_{*}$$

* : zur Lösung dieses Integrals dient folgender Trick: man löse die analogen Gleichungen in *y* und *z* und bilde $j_x+j_y+j_z$:

$$* = \int_{\vec{v}}[v_x^2+v_y^2+v_z^2]\delta(E-E_f)v^2 dv = \int_{\vec{v}} v^4\delta(E-E_f)dv = \left| dv = \frac{dE}{mv} \right| = \int_E m^{-1}v^3\delta(E-E_f)dE =$$

$$= \int_E m^{-1}\left(\frac{2E}{m}\right)^{3/2}\delta(E-E_f)dE = m^{-1}\left(\frac{2E_f}{m}\right)^{3/2} = m^{-1}v_f^3$$

$$j_x = \frac{1}{3}(j_x+j_y+j_z) = 8\pi e^2 E\tau\frac{m^2}{h^3}\cdot v_f^3$$

In einem beliebigem Koordinatensystem gilt dann:

$$j = \frac{1}{3}j_x = \frac{8\pi e^2 E\tau m^2 v_f^3}{3h^3}E = \sigma E$$

$$\sigma = \frac{8\pi e^2 E\tau m^2 v_f^3}{3h^3} = \frac{ne^2}{m}\tau \text{, weil}$$

$$n = \frac{1}{V}\int dn = \frac{1}{V}\int_{\vec{R},\vec{v}} 2f_0\left(\frac{m}{h}\right)^3 d^3x d^3v = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{v_f m}{h}\right)^3$$

c) Leitfähigkeit dünner Schichten: Fuchs-Sondheimer-Gleichung

Ansatz: $f = f_0 + A$, $A=A(E, z)$...Störterm, unabhängig von $\vec{v}$, jetzt aber Abhängig von der Position in der Schicht

Mögliche Randbedingungen:

* Spekulare Reflexion an den Schichtgrenzflächen: kein Unterschied zum dreidimensionalen Festkörper

* Diffuse Reflexion an den Schichtgrenzflächen:

Ansatz für *f(v,E.z)*: $f = f_0 + A(E, z)$

Randbedingung für diffuse Reflexion: f(z=0)=f_0

$$f(z=0) = f_0 = \underbrace{\frac{eE\tau}{m}\frac{\partial f_0}{\partial v_x}}_{A(z=0)}(1+K) + f_0$$

$$\Rightarrow K = -1$$

$$j = \underbrace{-2e\left(\frac{m}{h}\right)^3 \tau \int \vec{v}\left(f_0 + \frac{eE}{m}\frac{\partial f_0}{\partial v_x}\right) d^3v}_{j_0} \underbrace{+2e\left(\frac{m}{h}\right)^3 \tau \int \vec{v}\, \frac{eE}{m}\frac{\partial f_0}{\partial v_x} \cdot e^{-\frac{z}{\tau v_z}} d^3v}_{\substack{\text{zulösen für} \\ z=0 \rightarrow z=D \\ I}}$$

Bei der Lösung von I ist auch noch der Mittelwert bis *z=D* zu bilden. $\Rightarrow$ Skript. 4.57

Anhang

Referenzen und weiterführende Literatur:

[1].
"OBERFLÄCHEN- UND DÜNNSCHICHT-TECHNOLOGIE;
Teil I: Beschichtungen von Oberflächen"
R. A. Haefer
Springer Verlag 1987

[2].
"DEPOSITION TECHNOLOGIES FOR FILMS AND COATINGS;
Developments and Applications"
R. F.Bunshah
Noyes Publications 1982

[3].
"DÜNNSCHICHTTECHNOLOGIE"
H. Frey, G. Kienel
VDI-Verlag 1987

[4].
"COATINGS ON GLASS"
H. K. Pulker
Elsevier 1984

[5].
"HANDBOOK OF THIN FILM TECHNOLOGY"
L. I. Maissel, R. Glang
McGraw-Hill 1970

[6].
NUCLEATION AND GROWTH IF THIN FILMS
J. A. Venables, G. D. T. Spiller, M. Hanbücken
Rep. Prog. Phys. 47 (1984) 399-459

[7].
GROWTH DYNAMICS OF SPUTTER DEPOSITION
G. S. Bales, A. Zangwill
Phys. Rev. Letters 63(6) (1989) 692-693

[8].
MACROSCOPIC MODEL FOR COLUMNAR GROWTH OF AMORPHOUS FILM BY SPUTTER DEPOSITION
G. S. Bales, A. Zangwill
J. Vac. Sci. Technol. A9(1) (1991) 145-149

[9].
"ROUGH SURFACES"
T. R. Thomas
Imperial College Press 1999

[10].
"ELECTRICAL CONDUCTION IN THIN METAL FILMS"
T. J. Coutts
Elsevier 1974

[11].
"DÜNNE SCHICHTEN FÜR DIE OPTIK"
H. Anders
Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft mbH, Stuttgart 1965

[12].
"THIN FILM OPTICAL FILTERS"
H. A. McLeod
Adam Hilger LTD 1969

[13].
VACUUM TECHNOLOGY
A. Roth
North Holland 1982