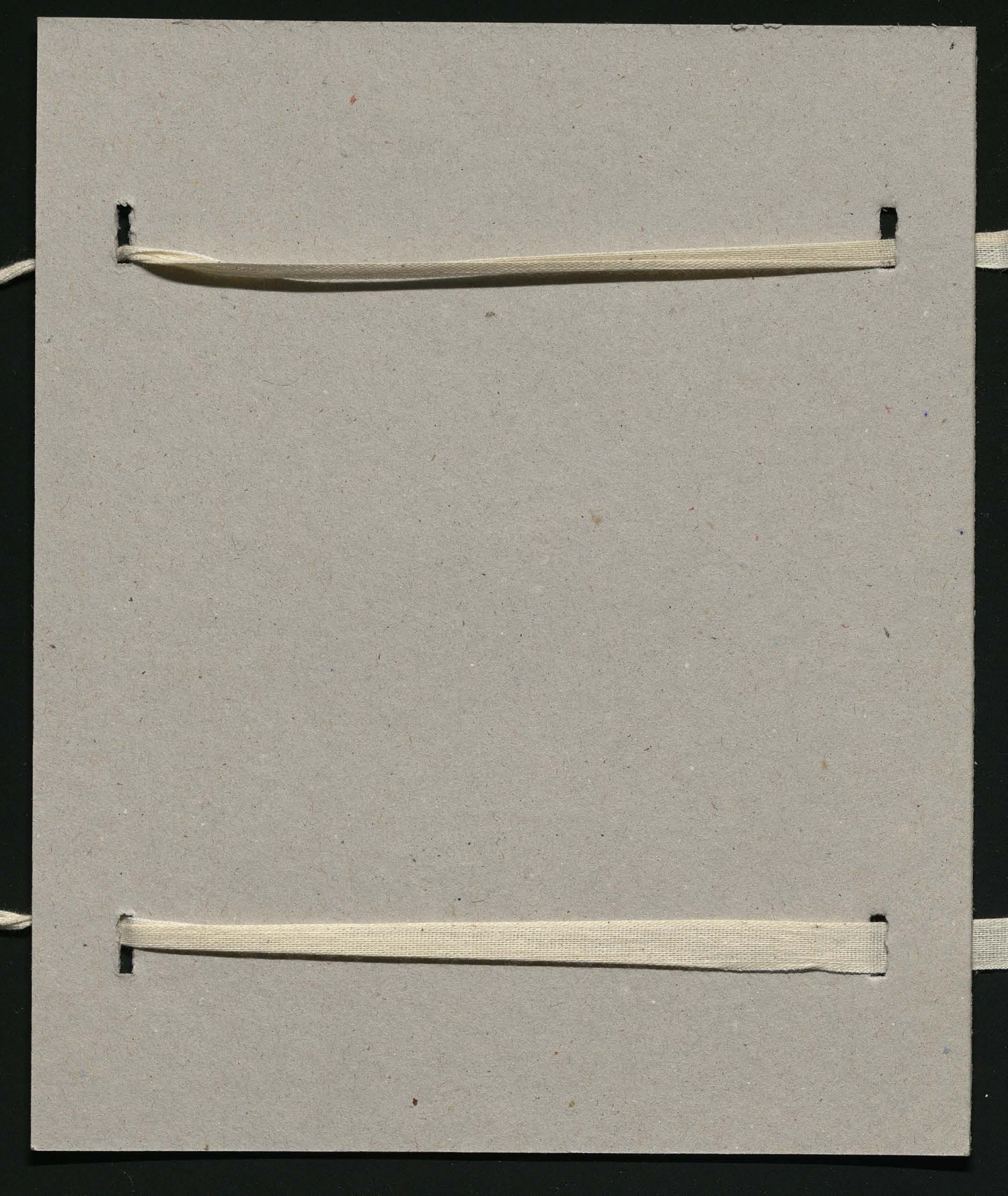


Notatki
z czasów studjów
2

Electrical Review XXXIX p. 487 2

On the electrical resistivity of bismuth of the temper. of liq. air.

James Dewar & J. A. Fleming

temp. in platinum degrees	Magnetic field CGS			
	0	1,400	2,750	
20°	1·679	1·700	1·792	under temp.
− 202°	0·5723	1·4435	2·6801	in liquid air

[Researches about ↑ between 0° and 100° see: J. D. Henderson (Ph. M. XXXVIII 54 p 488) between 0 and 22,700 CGS.]

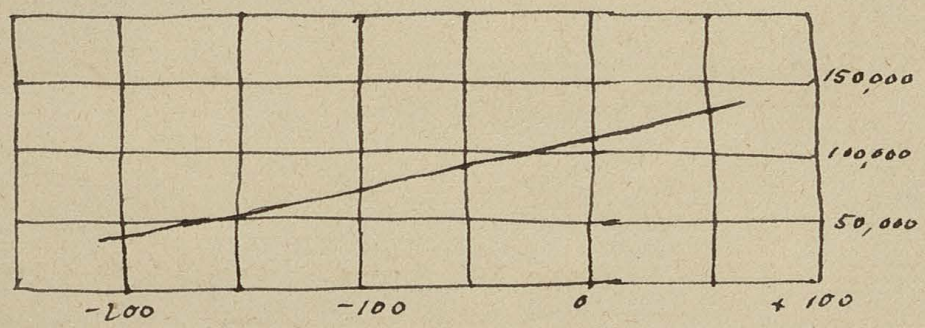
Bismuth applied was furnished by Messrs. Hartmann & Braun: exceedingly pure electrolytical bismuth-wire length 80·85 cm, diam.: 0·05245 cm; very soft

temp.	ohms	CGS per cm³	
+ 60°5	4·9857	133,250	
+ 19°	4·3464	116,180	
− 61°2	3·1275	83,590	in CO_2 and ether
− 202°2	1·5256	40,780	in liquid air

resistivity at 0°: 108,000

whilst Matthiessen found for his bismuth 129,700

There is no minimum reached (contrary to earlier experiences on less pure Bi : Phil. Mag 96 p. 303).
Curve goes towards $-273° = 0$



Temperatures measured with platinum wire-thermometer described in: Dewar & Fleming
"Thermo electric Powers of Metals and Alloys at the Boiling Point of Liquid Air" Phil. Mag. ~~96~~ 95 July p. 100

Electrician XXXVII 25/9 96 p. 701
Report on Dist. Ass at Liverpool : L.U., P, R R
Potential required to pass between 2 points distant 15 mm : 2-3000

3000 V.	32 milliamp
5000	7.8
8000	28.1

~~with~~ at $\frac{1}{1000}$ atm. only a few score of volts to start a current

below $\frac{1}{55}$ mm mercury again increasing

1 atm. / 5,000.000 :	3000 V.	0.6 milliamp.
	5000	1.95
	8000	6.5

James Dewar LLD, FRS Prof of Chem.: Royal Institution
J. A. Fleming MA. DSc. FRS " El. Eng. University College London

---

Electrician XXXVII 23/10 $\overline{pb}$ p. 829
Armstrong's Theorie of Electrolysis see Elect $\overline{pb}$ February

---

9/10 $\overline{pb}$ p. 765

Measurement of electric currents through air at different densities down to one five-millionth of the density of ordinary air.

cylindrical tube 13 cm long, 1½ cm diam., aluminium terminals points dist 1·5 cm

Volts		
3,000	7·2	microamperes
5,000	17·6	
8,000	63·2	

at ordinary pressure

---

56 microamp. were obtained with

	7.400	1.090	700	370	405	570 Volts at pressures
of	750	44	7	½	1/22	1/55 mm =
	1	0·058	0·0093	0·0007	0·00006	0·000024

3000	1·3
5000	4·4
8000	14·6

at pressure of $\frac{1}{5,000,000}$

Thomson Popular lectures p. 18.

Period of vibration of water drops: $= \frac{1}{4a^{3/2}}$

$a =$ 1/4 cm	$\tau =$ 1/32 sec.
1	1/4
2·54	1
4	2
16	16
1,407	13,200

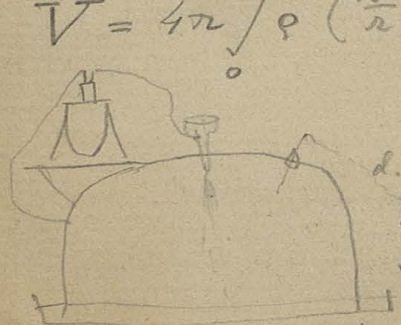
J. J. Thomson prof. of exp. phys. Cambridge

MA. FRS.

Proc. R.S. 56 Kelvin Railway On the Electrification of air. Charged drop evaporates, therefore ~~air~~ vapour must carry away electr. If sufficiently to show it.! Charged air through point, tested with drop electr.; Results negat. elect. retained not so long as + dust makes no difference; but also electrif. by water dropping itself, this depends on dust.

For stable equil. of electrified air in conductive enclosure necessary that surfaces of equal elect. volume density = surfaces of equal potential. F.i. sphere = diff. betw. pot. of air at the boundary and at the centre = diff. of pot. at the centre due to the total quant. distrib. through the air and the equal and opposite on the inner boundary

$$V = 4\pi \int_0^a \rho \left(\frac{r^2}{r} - \frac{r^2}{a}\right) dr$$



d.m. Supp. ρ = const. $V = \frac{2}{3}\pi\rho a^2$

F.i. $V = 38\,\bar{V} = 0{\cdot}127$ cgs, $a = 50$; $\rho = 2{\cdot}4 \cdot 10^{-5}$

electrost force $= 10^{-4} r$ | $r = 25$: 4·8 % of the gravity force at boundary (towards) = 10 %!

Harrison & son printers St Martin's lane

	Lampen à 16 Kerzen Lichtstärke				Lampen à 32 Kerzen Lichtstärke			
	Edison	Swan	Lane Fox	Maxim	Edison	Swan	Lane Fox	Maxim
Kerzenstärke	15.38	16.61	16.36	15.96	31.11	32.21	32.71	31.93
Ohms	137.4	32.78	27.40	41.11	130.03	31.75	26.59	39.60
Volts	89.11	47.30	43.63	56.49	98 39	54 21	48.22	62.27
Ampères	0.651	1.471	1 593	1.380	0.7585	1.758	1.815	1.578
Volt-Ampères	57.98	69.24	69.53	78.05	74.62	94.88	87.65	98.41
Kgmtr.	5.911	7.059	7.089	7.939	7.604	9.67	8.936	10.03
Lampe pro HP. . . .	12.73	10.71	10.61	9.48	9.88	7.90	8 47	7.50
Kerzen pro HP. . . .	196.4	177 92	173.85	151.27	307.25	262.49	276.89	239.41

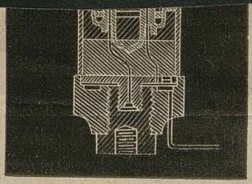


Fig. 34.

des spröden Kohlenbügels sofort zerbrechen, wogegen, wenn die Schrauben weniger fest angezogen werden, der Strom in Folge des schlechten Contactes bei seinem Uebergange aus den Drähten einen grossen Widerstand finden, an den Berührungsstellen Platin und Kohle glühend machen, ersteres schmelzen und somit in kurzer Zeit die ganze Verbindung zerstören würde. Der solcherart präparirte Bügel wird nun in die Glasglocke so weit eingeführt, dass die Kohle etwa in die Mitte der Glocke zu stehen kommt. Nun werden die Platindrähte in den Lampenhals eingeschmolzen, wird die Luft aus der Glocke durch den trichterförmigen Ansatz derselben ausgepumpt und die Glocke selbst mit Gasolindämpfen wieder ausgesogen; hierauf wird ein elektrischer Strom durch den Kohlenbügel geleitet und dadurch dieser letztere zum Glühen gebracht. Die hierbei sich entwickelnde Wärme zersetzt das in der Glasglocke zurückgebliebene Gasolin: der Kohlenstoff desselben scheidet sich in den Poren des Kohlenbügels aus und gestaltet dadurch denselben zu einer homogenen und metallisch harten Masse. Schliesslich wird die Glocke vollständig luftleer gemacht und der Glastrichter zugeschmolzen, worauf die Eintrittsstellen der Platindrähte mit Gyps vergossen werden und man nunmehr die übrige, einen sicheren Contact ermöglichende Fassung darüber anbringen kann.

Schliesslich mag noch in der Reihe der älteren Constructionen auch die Glühlampe von Lane Fox Erwähnung finden, deren Leiter aus einem entsprechend geformten Stücke Cokes hergestellt wird, welches an seiner unteren Kante eine Messerklinge enthält. Um dieses Stück Cokes wird ein Haff-

R^2O	RO	R^2O^3	RH^4 RO^2	RH^3 R^2O^5	RH^2 RO^3	RH R^2O^7	RO^4
$H=1$							
$Li=7$	$Be=9{\cdot}4$	$B=11$	$C=12$	$N=14$	$O=16$	$F=19$	
$Na=23$	$Mg=24$	$Al=27{\cdot}3$	$Si=28$	$P=31$	$S=32$	$Cl=35{\cdot}5$	
$K=39$	$Ca=40$		$Ti=48$	$V=51$	$Cr=52$	$Mn=55$	$Fe=55$, $Co=Ni=59$
$Cu=63$	$Zn=65$		$Ge=72$	$As=75$	$Se=78$	$Br=80$	
$Rb=85$	$Sr=87$	$Yt=88$	$Zr=90$	$Nb=94$	$Mo=96$		$Ru=104=Rh$ $Pd=106$
$Ag=108$	$Cd=112$	$In=113$	$Sn=118$	$Sb=122$	$Te=125$	$J=127$	
$Cs=133$	$Ba=137$	$Di=138$	$Ce=140$				Os Ir Pt 195–198
—	—						
—	—	$Er=178$	$La=180$	$Ta=182$	$W=184$		
$Au=197$	$Hg=200$	$Tl=204$	$Pb=207$	$Bi=208$			
					$U=240$		

Substitutionsmethode zur Integration von $\frac{dx}{u}$, $\frac{dx}{u^2}$, $\frac{x\,dx}{u^2}$

$u = \sqrt{a + bx + cx^2}$ $\qquad k = \frac{4ac - b^2}{4c}$ $\qquad y = x + \frac{b}{2c}$

Fall. I.	$c+$	$k+$	$y\sqrt{\frac{c}{k}} = \operatorname{tg}\alpha$
II	$c+$	$k-$	$y\sqrt{-\frac{c}{k}} = \sec\alpha$
III	$c-$	$k+$	$y\sqrt{-\frac{c}{k}} = \sin\alpha$
IV	$c+$	$k=0$	

$$u = \sqrt{c}\sqrt{\left(x + \frac{b}{2c}\right)^2 + \frac{4ac - b^2}{4c^2}} = \sqrt{c}\sqrt{y^2 + \frac{k}{c}}$$

$$= \sqrt{k}\sqrt{1 + \frac{cy^2}{k}} = \sqrt{k}\sqrt{1 + \underbrace{\left[\sqrt{\frac{c}{k}}\,y\right]^2}_{= \ldots}}$$

v. L. Żmurko ?

[illegible]

[illegible] Max. S.: [illegible] pg. 32

[illegible] Dalton S. [illegible]

[illegible] temp: [illegible] temp.

Luftthermom. [illegible] cylinder [illegible] -273.

[illegible] spec. [illegible] abs. [illegible] - temp scale [illegible] const. [illegible]

[illegible] temp. [illegible]

[illegible] Methode [illegible] thermoel.; [illegible] Max. [illegible]

[illegible] temp [illegible]. Analog [illegible]

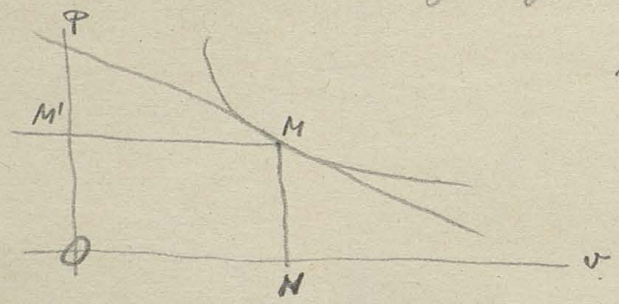
Formel von Tait
elektrom. = $A(t_1 - t_2)\left[T - \frac{t_1+t_2}{2}\right]$

Siemens: [illegible] $= \alpha\sqrt{T} + \beta T + \gamma$ [illegible]

Indicator-Diagramm

[illegible]

Elasticität = [illegible] $\frac{dp}{v}$



Elast. = PM'

p. 186

Entropie folgendermaßen gemessen:

[illegible] Norm temp.

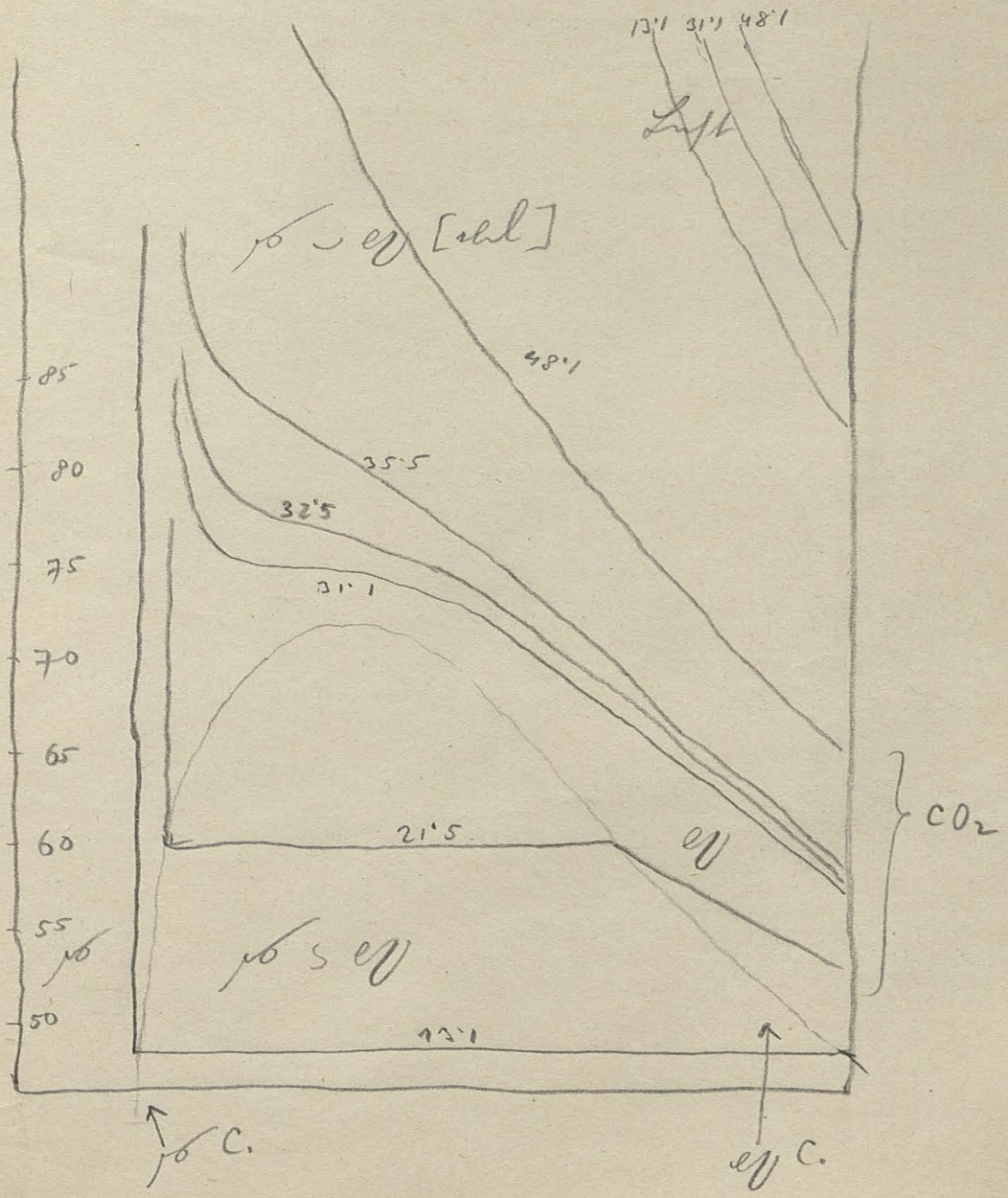
[illegible] thermod. Scale = T. [illegible] N. Temp.

[illegible] N. [illegible]; [illegible] H [illegible]; [illegible] Ent. [illegible]

[illegible] $\varphi = \frac{H}{T}$.

[illegible] temp. θ [illegible] Ent.

[illegible] φ_1, φ_2 [illegible], [illegible] $Q = \theta(\varphi_2 - \varphi_1)$


13·1
31·1
48·1
48·1
35·5
32·5
31·1
21·5
13·1
85
80
75
70
65
60
55
50
CO2
C.
C.

Math. Ann. v. Clebsch Bd. IV 1871

Heine pag. 626 [illegible]

I Voraussetzg.: [illegible]

[illegible] continu[illegible] einwerth [illegible]

[illegible]

[illegible] Continuität [illegible] V [illegible] $\frac{\partial V}{\partial x}$ $\frac{\partial V}{\partial y}$ $\frac{\partial V}{\partial z}$ [illegible] [[illegible] 1 [illegible] V_1, W_1 [illegible] $\Delta V_1 = 0$].

[illegible] Theorie [illegible] Pot. [illegible] [1836 [illegible]] [illegible] körperl. [illegible]

[illegible] Pot. $\int \frac{k\,dt}{r}$ [illegible] Pot. [illegible]

[illegible]

[illegible] constr. = 1 [illegible]

[illegible] $V = 1$ [illegible] [

[x V [illegible]] [illegible]:

[illegible] V [illegible] Rad. α $V = 1$

[illegible] $V = 1 - \left(\frac{\rho - \alpha}{\rho}\right)^3$

[illegible] 2ten [illegible]

[illegible] № 16

[illegible]

- - - - - -

II [illegible] $V + 2$

~~[illegible]~~ [illegible] Z [illegible]

[illegible]

[illegible] Z [illegible]

[illegible] $\varphi = 0$ [illegible] U [illegible]
[illegible] $\varphi = 0$ [illegible] U [illegible]
[illegible] $\Delta = 0$ [illegible]

$$W = \varphi^3 U$$

$Z = W$ [illegible] Z [illegible] U.
[illegible] U [illegible] $\varphi = 0$ [illegible] $U = 1$ [illegible]
[illegible] U [illegible] U [illegible]
[illegible] U [illegible]

∴ [illegible]

---

3). [illegible] Dirichlet [illegible] 1st [illegible]
[illegible], a $\int \left[\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2\right] dt$ [illegible]
[illegible] V. [illegible]
[illegible] Z [illegible] ΔV_1 [illegible]

$$\int Z \Delta V_1 \, dt$$ [illegible]

[illegible] ΔV_1 [illegible] $= 0$ [illegible]

[illegible] — [illegible]

[illegible] ΔV_1 [illegible]

[illegible] ΔV_1 [illegible]

[illegible] Z — [illegible]

[illegible] ΔV_1 [illegible]

[illegible] $V = \int \frac{dU}{r}$

$V = \frac{1}{2} + \frac{(r^6 - \alpha^6)^2}{r \alpha^{18}} U, \quad V = 1 - \left(\frac{\rho - \alpha}{\rho}\right)^3.$

[illegible]

[illegible] ΔV_1 [illegible]

p. 662 [illegible] Pt – RhPt Elements

11

Pt

Pt [illegible] CO_2 FeO_2 Russ

Glühlampen Kohle

$$J = c_1 \lambda^{-\alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

$$\lambda_m \cdot T = c = \frac{c_2}{\alpha} \qquad J_m = c' T^{\alpha} \qquad c' = c_1 c^{-\alpha} e^{-\alpha}$$

	α Energie C.	c	c_2	c_1
Pt	5.536	2336	15 000	614.700
FeO_2	5.560	2609	14630	1946.000
Russ	5.627	2613	14500	1566.000
CO_2	5.618	2562	14245	1611.000
K Mittel	5.087	2606	13670	1009.000

[illegible] temp. [illegible] FeO_2 [illegible]

p. 401 [illegible] Ernest Fox Nichols.

~~Ann. 52 (p. 132 W. Wien Temp.~~

58. p. 455. " $J\lambda T = f(\lambda)$ Energiekurve

$J\lambda T = f(T)$ Isochromates

Spectrobolometer

Ann. 61 p. 641 Runge & Paschen über Funkenspektra von O, S, Se
(Compound line spectra) Ablesen

O: Haupt
1
2 Neben (Triplets)

Haupt?
1
2 Neben

S 1 Haupt?
1
2 Neben
1 Haupt?

Se ebenso

Nach Rydberg: 2te Nebenserie: $A_\alpha - B(n+\mu)^{-2}$ | Hauptserie: $A - B(n+\sigma_\alpha)^{-2}$

$A_\alpha = B(1+\sigma_\alpha)^{-2}$ | $A = B(1+\mu)^{-2}$

Somit 2. Nebenserie $B[(1+\sigma_\alpha)^{-2} - (n+\mu)^{-2}]$

Haupts. $B[(1+\mu)^{-2} - (n+\sigma_\alpha)^{-2}]$

~ Ob: $A - A_\alpha = A - B(1+\sigma_\alpha)^{-2}$ für [illegible] Triplets [illegible]

[Rydberg Nature 55 p. 200]

[illegible] Triplets [illegible] 1te Atomgew. } [illegible]
[illegible]

Du Bois & Rubens Ann. 49, 593–632 1893.
Polar. mysteriöser ultrarother Strahlg. durch Metallgitter
Erklärung [illegible] ⊥ [illegible] ∥ ; [illegible] [illegible] [illegible]

W. Wien Wied. Ann. 49, 633–641 1893 [illegible]
58 662 1896
56, 451
Rubens & Nichols 52 159 1894

W. Wien 662 (58, 1896) [illegible]
Rayleigh's [illegible] [Journ. de phys. 6, 1887] $\lambda_m = \frac{c}{\sqrt{\vartheta}}$
1). Maxwells [illegible]
2). $\tau = \frac{4\rho}{v}$ ($c = \rho\gamma$ [illegible], ρ = const, $\tau = \rho\gamma$ Reynolds)
3). $v^2 = \text{const}$ [illegible] Mol., [illegible] temp. [illegible] (v^2)

Annahme ie Mol. [illegible] [illegible] Mol. [illegible] Intens. [illegible]

$\varphi\lambda$ = prop. 1). [illegible] Mol.
2). $f(v) \div f(\lambda)$

$\varphi(\lambda) = F(\lambda)\, e^{-\frac{f(\lambda)}{\vartheta}}$ ‖ [illegible] Mol. $= v^2 e^{-\frac{v^2}{\alpha}} dv = v^2 e^{-\frac{v^2}{\vartheta \text{const}}}$

[illegible] Energie Curve [illegible] temp. [illegible] [illegible] [illegible] [illegible]:
1). Ordn. [illegible] $1/\vartheta^4$ [illegible]
2). Abs. [illegible] ϑ [illegible]
2) [illegible] $\frac{f(\lambda)}{\vartheta} = \frac{c}{\vartheta\lambda}$
1). [illegible] $\int_0^\infty F(\lambda)\, e^{-\frac{c}{\lambda\vartheta}} d\lambda = \text{const}\cdot\vartheta^4$ [illegible] $F(\lambda)$ [illegible] $F(\lambda) = \frac{\text{const}}{\lambda^5}$
$\lambda = \frac{c}{\gamma\vartheta}$
[illegible] $\varphi\lambda = \frac{C}{\lambda^5} e^{-\frac{c}{\lambda\vartheta}}$

Ann. 52 p. 132 Wien: Temp. & Entropie der Strahlung

[illegible]

[illegible] temp.; [illegible] temp. [illegible]

[illegible] Energie [illegible] temp.

[illegible] = isotherme

[illegible] = adiabat.

[illegible] Doppel [illegible] Energie. [illegible]

Prinzip [illegible] λ_1 (vor Refl.) $= \lambda_0 \cdot \dfrac{c + 2v\cos\alpha}{c}$ Wi. Zeitschr. || Stern

[illegible] $n = \dfrac{dx}{2x}\,\dfrac{c}{v}\cos\alpha$ = [illegible] Refl.

[illegible] $\dfrac{x}{dx}$ [illegible] $t = \dfrac{dx}{v}$ $\lambda = \left(1 + \dfrac{2v\cos\alpha}{c}\right)^n \lambda_0 = e^{\frac{dx}{x}\cos\alpha}\lambda_0$

[illegible] Refl. [illegible] r, dr [illegible]: [illegible]

$d\lambda = \dfrac{2v}{c}\lambda$

$n = \dfrac{dr}{2r}\,\dfrac{c}{v}$

$\lambda_n = e^{\frac{dr}{r}}\lambda = \left(1 + \dfrac{dr}{r}\right)\lambda = \lambda + d\lambda$

$d\lambda = \dfrac{dr}{r}\lambda \qquad \lambda = \dfrac{r}{r_0}\lambda_0$

Daher folgen Arbeitsleistung:

U = Energie mag [illegible] $= \dfrac{2}{3} r^3 \pi \varphi$

$dU = \dfrac{2}{3} r^3 \pi\, d\varphi + 2 r^2 \pi \varphi\, dr$

Daher Arbeit $dW = 2 r^2 \pi\, dr\, \dfrac{\varphi}{3}$

$dQ = dU + dW = \dfrac{2}{3} r^2 \pi \left[dr \cdot 4\varphi + d\varphi \cdot r\right] = 0$ wenn adiabatisch

Somit $\varphi = \left(\dfrac{r_0}{r}\right)^4 \varphi_0$

Durch Elimination von $\dfrac{r_0}{r}$: $\dfrac{\varphi}{\varphi_0} = \dfrac{\lambda_0^4}{\lambda^4} = \dfrac{\vartheta^4}{\vartheta_0^4}$ $\qquad \varphi = \int_0^\infty \varphi\, d\lambda = \int_0^\infty \dfrac{\vartheta^5}{\vartheta_0^5}\varphi_0\, d\lambda$

Somit $\lambda\vartheta = \lambda_0\vartheta_0$ $\qquad \lambda + d\lambda = \dfrac{\vartheta_0}{\vartheta}(\lambda_0 + d\lambda_0)$

$\varphi = \dfrac{\vartheta^5}{\vartheta_0^5}\varphi_0$

[illegible] temp. [illegible]

Mathematische Zeitschriften.

73

Annales de l'école normale supérieure 126

Journal, the quarterly of mathematics 1036

Rotthellungen mathem.-naturw. 244

Monatshefte für Mathematik u. Physik 263

Zeitschrift für Mathem. u. Physik 842

Acta mathematica

Annalen mathematische

Archiv d. Mathematik u. Physik

Jahrb. über die Fortschritte d. Math. & Phys.

Journal f. reine u. angew. Mathem. Crelle

Zeitschrift f. Math. u. Physik

Annales de l'école polytechn. d. Delft

Annales nouvelles d. mathem. redigé par Lesde Tergnem et Serons, Paris.

Bulletin des sciences mathém. redigé par Gerono Paris.

Journal de l'école polytechn. Paris.

Journal de mathématiques Liouville

Journal American of m. Baltimore

Questions Mathematical edited by Miller
London

Archiv. f. M. u. Phys.
herausgegeben von Grunert, Hoppe
Leipz. CA Koch's Verlags [T. Sengbusch

Jahrb. über die Fortschritte der C. Ohrtmann
Jacobi Jahrg. F. Müller, A. Wangerin und
Heinrich, E. Lampe, Berlin S. Reimer
1871

American Journal of Mathem. S. Newcomb Editor
Thomas Craig Associate Editor
Published under the auspices of the Johns
Hopkins University. Baltimore 1889 Publication
Agency of the J. H. University

Acta mathem. IV/ und S. H.-L.
Stockholm, F. u. S. Beijer, Berlin Mayer u. Müller
Paris. A. Hermann

Journal f. r. u. a. M. und L. Kronecker
Berlin S. Reimer

Annal. mathem. ~~...~~ a F. Klein, W. Dyck, S. A. Mayer, Georg. Teubner

Journal de mathématiques pures et appliquées, fondée en 1836 et publié jusqu'en 1874 par Joseph Liouville publié de 1875 a 1884 par H. Resal. Quatrième Série publiée par Camille Jordan avec la collaboration de A. Lévy, A. Kornstein, E. Picard, H. Poincaré, H. Resal. 1890

Gauthiers-Villars et fils, ~~imprimeurs~~ libraires du bureau des longitudes, de l'école polytechnique: Quai des Grands-Augustins 55

Annali di matematica publ. da Tortolini Roma

Giornale di matematiche publ. dei Battaglini Napoli.

Seydler dr. skrz Lagrang'z vol. 3 z Protl. 16

gl 4 z Or. Prag 1885 Calve

60 x

Vordet sog x u th. 07

Radiometer:

Lippmann Journ. d. Phys. (5) 5 p. 229, 366. 1876

Stoney Phil. mag. (5) 1 p. 177, 305. 1876

Crookes Proc. R. S. 22 p. 32 1874
23 p. 373 1874
24 p. 276 1876
Phil. Trans. 165 (2) p. 519 1876
Phil. mag. (5) 2 p. 393. 1876
Phil. Trans. 166 (2) p. 326. 1877
Proc. R. S. 35 p. 304. 1877
28 p. 29. 1878
Phil Trans. 170 (1) p. 87. 1880

Schuster, Reynolds } Phil Trans 166 p. 715 1877
725

O E Meyer Kin Th d. G. 1877 p. 153

Curie [illegible]

Beibl. 10 (1886) p. 151

Energie [illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

O. Reynolds [illegible] [illegible]

Stationäre [illegible] p. 217

Hdl. [illegible] p. 380

Reynolds: On certain Dimensional Properties of Matter in the Gaseous State Phil. Trans. CLXX

Fitzgerald Phil. Mag. (5) XI p. 103 R.S.

Maxwell On Stresses in Rarefied Gases Ph Trans I 1879 (Scientific Papers II p. 381)

Slankewitsch Sitzber. Ad. 94 p. 625 (1886)

Wied Ann 29 p. 153

Schuster Nature 17 p. 143 1877 Radiom

Gringsheim W. Ann XVIII p. 1. 1883

Wie fertigt man technische Zeichnungen?

A. zur Megede. Berlin Seydel 1894 — 1M 60

Wzorowy Sekretarz

Władyst. Sabowski Lwów Gubryn. Schmidt 1884

Preis Aufgaben

Prof. H. G. Zeuthen Kopenhagen

Secret. d. dänischen Ak. d. W.

D. K. d. Waals [illegible] Ak. [illegible] exp. Daten [illegible] Studie [illegible]

[illegible] [= gold. Med. d. Akad.] Ende Oct. [illegible]

dän schwed deutsch englisch franz lat

Secret. d. belg. Ak. d. W. [Palais des Académies]

bis 1/VIII 98 franz. od flämisch

1). [illegible]

2). [illegible] Theorem [illegible] Constrct. [illegible]

[illegible] Hydraten [illegible]

3). [illegible] Studium [illegible] 2 [illegible]

[illegible] à 600 fes. (v. Rothschild)

4). Chem.

B. 1). [illegible] makrochem. [illegible] mikrochem. [illegible]

Jean Servais Stas-Preis: 1000 fes:

[illegible] Stas. [illegible] (1/VIII 97)

Prof. J. Bosscha in Harlem Secr. d. holl. M. d. W. 1/1 98 gold Med. od. 150 Gulden

holl. franz. lat. engl. od. deutsch (Roth)

4). [illegible] opt. therm. [illegible] physik. [illegible] Gelatinen [illegible] Gelatine [illegible] Agar-Agar;

[illegible] Molek. th. [illegible]

7). Fehlerzu [illegible] Hg. [Zeit. f. Instrk. 1892 Walter]

8). Exper. [illegible]

Parmi les

Grand prix des sc. math.

[illegible] 1/X 98

Prix Bordin : [illegible] orthog. [illegible] Coord. [illegible] Variété [illegible] étudiées ; [illegible] 1/X 98 3000 fcs.

Prix Fourneyron — Théorie [illegible] Stab. [illegible] Vibrations [illegible] 1/6 98 500 fcs.

Prix Fourneyron [illegible] Trompes [illegible] Résist. [illegible] 1/6 98

[illegible]

Sem. Reale Istituto Lombardo
Marland Palazzo di Brera
Sotto it. franc. lat.
Cagnola Preis : [illegible] Théorie élasto. [illegible] exp. [illegible] 30/IV 98 : 2500 L. Red.

Le Settimane Quartal: Postämter, Buchhandel 1 M 75

Direkte Zusendg. Kreuzband 1 Mk 35

Verlag: Reger's Univ. Buchhdlg. München Odeonsplatz 2 (Ordenspalais)

Die Umschau H. Bechhold's Quart 2 M 50
Verlag Frankfurt.
Neue Kräme 19/21

Zarys Dziejów Literatury Polskiej Ad. Kuliczkowski Lwów Seyfarth i Czajkowski 84

A. L. Hickmann Geograph. statistisch. Taschen-Atlas (Allgem. Theil) 180
Freytag & Berndt Wien VII/1 Öst. Ungarn
Schottenfeldg. 64

Elemente der Maschinen Lehre ~~Lorthorna~~ Unwin – Fritz Leipzig L. Gerhardt's V. 1885

Wünschenswerthe Bücher

Euler Anleitung zur Differ. & Integr. R. [elg. math. Calcul]

~~[illegible] 6, 60~~

Hermite Cours d'analyse [für Vorgeschrittene]

Angelo Genocchi Calcolo diff. ed. int. [sehr exakt]

Clausius Mechanische Wärmetheorie

Maxwell Elektricität

Maxwell Wärme

Riemann

Kirchhoff Vorlesungen

Brünnow Sphärische Astronomie

Klinkerfues Lehrb. d. Astronomie

Mach Kritisch-historische Untersuchung der Principien der Mechanik (?) Söding

Finger Mechanik

Fourier Analyt. Theorie der Wärme

Clausius Potential

Lejeune-Dirichlet Zahlentheorie

~~Briège Elliptische Functionen~~

Neumann

Zöllner Natur der Kometen

Salmon-Fiedler Analyt. Geometrie

Heine Kugelfunctionen

Thomson u. Tait Handb. d. th. Physik

Meyer O E Kinetische Gastheorie

Lehrbuch d. Differential-Rechng. Dr. Andrew Russell Forsyth

hggb. Vieweg

theoret. Hydrodynamik Dr. F. Auerbach Vieweg 4 M

Lamb Horace Hydrodynamik

Mascart u. Joubert Elektricität

Eisenstein IX Nachtrag 2

Crookes Strahlende Materie od. vierter Aggr. 2 Aufl. 45

du Bois Reymond [illegible] 50

Duhamel Problèmes de physique (79) 60

Gore The art of scientific discovery (98) 150

Humboldt Kosmos 2.00

Commentar (ohne Supplem.) 4.00

Kohlrausch (87) — 3,36, (80) — 1.40.

Krill [illegible] 1.00

~~Müller-Pouillet 76~~

Ørsted [illegible] 1.50

Pierre [illegible] autogr. 2.50

Tait [illegible] 1.60

~~Thomson Tait [illegible] 1 Bde~~ 1.50

Wüllner 74-75 12.50

Bernoulli Vademecum [illegible] 50

Clebsch Theorie [illegible] (62) 3.00

Lagrange Analyt. Mechanik (1797) 3.00

Helmholtz Lehre [illegible] 4.80

Hofler d. [illegible] Ak. 30

Rayleigh th. [illegible] (80) 6.00

Beer — Opt. (53) 0.80

Clausius Potentialf. 1.20

Exner F. Phys & Elektr. 5.80

Maxwell Elektr. u. elem. Mg 1.80

Preob mech. u. Th. (71) 2.40

Clausius Mg & m. W. Th. (64-67) 2.40

" m. W. Th. (76) 2.00

Fourier Analyt. Th. d. Wärme (84) 4.80

Loschmidt 2 Ep. Molec. 25

Maxwell Th. e Wärme 2.00

Tait Wärmelehre (Locher) 3.00

Brunnow (62) 1.80

Frischauf Th. e Mg e Bahn, Ze Oe th. A. u. e Mg e Bahn theor. 1.50

Klinkerfues Theor. Astron. I Teil 1.30

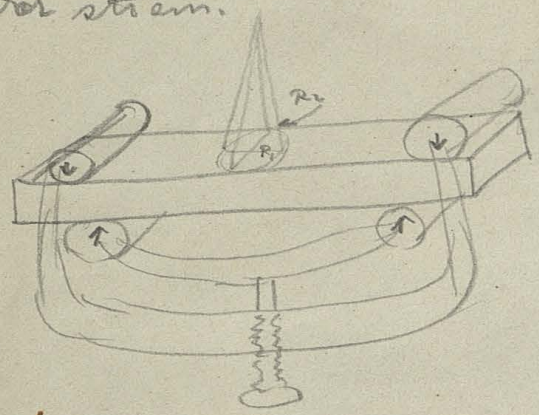
Zöllner & Ns e Kometen 3.00

Neumann Theorie e Bessel'schen Fn. (67) 75

Rohmann part. Dgl. u. sin. Mg. Bahn? 1.50

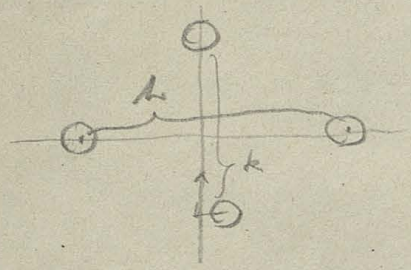
Kellock

The Measurement of the ratio of lateral contraction to longitudinal extension in a body under strain.



$$\mu = -\frac{R_1}{R_2}$$

(R_2 too large)



$h\ k$ when the bar is unstrained

$h'\ k'$ bent

ε = length of the wires

r = radius of the circle

θ = angle ∠ wire and normal of the bar

$$h' - h = \frac{2\varepsilon r \cos\theta}{R_1} \qquad k - k' = \frac{2\varepsilon r \cos\theta}{R_2}$$

$$\mu = \frac{k - k'}{h' - h}$$

h'-h 0·015 - 0·03 inch

ε 3 "

r 0·5 "

bar: 8 x 1 x 2·5 inch

§14. II. $\operatorname{tg} x = v$

$\cos x \cdot v = \sin x$

$D^n (uv) = \binom{n}{0} u^0 v^{(n)} + \binom{n}{1} u' v^{(n-1)} + \cdots$

$$v^{(n)} = \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} + x\right)}{\cos x} + \left[\binom{n}{1} v^{(n-1)} - \binom{n}{3} v^{(n-3)} + \cdots\right] \operatorname{tg} x + \left[\binom{n}{2} v^{(n-2)} - \binom{n}{4} v^{(n-4)} + \cdots\right]$$

$$\operatorname{tg}(z) = \frac{2z}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - z^2} + \frac{2z}{\left(\frac{3\pi}{2}\right)^2 - z^2} + \cdots$$

$$= 2 \sum_{k=1} \frac{z}{(k\pi)^2 - z^2} = \frac{z}{(k\pi)^2} + \frac{z^3}{(k\pi)^4} + \frac{z^5}{(k\pi)^6} + \cdots$$

$$= \frac{2(2^2-1)\zeta_2 z}{\pi^2} + \frac{2(2^4-1)\zeta_4 z^3}{\pi^4} + \cdots \qquad -\frac{\pi}{2} < z < \frac{\pi}{2}$$

$$= \underbrace{(D \operatorname{tg} z)_0}_{\tau_1} z + \underbrace{(D^2 \operatorname{tg} z)_0}_{\tau_2} \frac{z^2}{2} + \cdots \qquad \zeta_n = \sum_{x=1}^{\infty} \frac{1}{x^n}$$

$$\frac{\tau_k}{k!} = \frac{2(2^{k+1}-1)\zeta_{k+1}}{\pi^{k+1}} \quad \Big| \; k = 2\mu - 1$$

$$\tau_n - \binom{n}{2} \tau_{n-2} + \binom{n}{4} \tau_{n-4} - \cdots = \sin \frac{n\pi}{2}$$

$$\operatorname{tg} z = \tau_1 z + \tau_3 \frac{z^3}{3!} + \tau_5 \frac{z^5}{5!} + \cdots$$

$$\zeta_{2\mu} = \frac{\tau_{2\mu-1} \pi^{2\mu}}{2(2^{2\mu}-1) \cdot 1 \cdot 2 \cdots (2\mu-1)} \qquad \tau_1 = 1, \; \tau_3 = 2, \; \tau_5 = 16 \cdots$$

$$\operatorname{tg} z = 2^2(2^2-1) B_1 \frac{z}{2} + 2^4(2^4-1) B_3 \frac{z^3}{4!} + 2^6(2^6-1) B_5 \frac{z^5}{6!} + \cdots$$

$$\frac{\zeta_{2\mu}}{2^{2\mu-1} \pi^{2\mu}} = \frac{B_{2\mu-1}}{(2\mu)!}$$

Wied. 10 pg 44 Lommel über Fluorescenz

Ap. M. Lamb. 6th Vol. e phot. Label, 3 x f

Pl. Pl. 2 Ap. ~ do ⊥ y L n 2 2te e Ap. 2 C 3 2 do $\frac{1}{\text{prop.}}$

II Pl. 2 do ⊥ 3 Pl e 3 f ~ f do pre Pl 2 2 cos 2 Incid. Z prop.

III Pl. 2 Pl 3 Pl e 3 f ~ f Pl ⊥ 3 pre L n 2 cos 2 Emam Z prop.

$= \frac{df\, dy\, I \cos i \cos \varepsilon}{d^2}$

2 L 3 Pl g 2 Pl e 2 2 e Pl. L 2 Pl Theor. Pl e; e 2te en 2 n emp. 2 6th 7 f L, e - 2te 2 2 2 2 - 2 L Pl g e f.

W 2 e Ap. 8 2 Pl. 2: 2 Pl g 2 2te 2 Pl 2 cos Pl Pl e W.

f 2 e 2 Pl 2 2 6 2 2 Pl e 2 3 Pl e 2 f e Pl; 3 6 2 m Pl.

6 2 ~ f e 2 ~ 3 2 Pl Pl g 2 2 e Pl e 2 6 2, e 2te en 2 Pl g Pl 2 2 f

e e Pl. Ab. W 2 2, 2 e 2 e.

I. Pl 2 Vol. el. f do ⊥ ↑

II ↑

III e 2 Vol. el 3 Pl e Pl. el f 6 2 2 el 2 Pl e 2 Ab. Pl 2 2 2 Ab. Pl f.

dv; Pl 2 Pl 2 e 2 f III 3 Pl e Pl 2 Pl E dv; W e 2 Pl f el = df; Incid. Z = i

el 2 2 Pl 2 2 = r; el = r_0 $= \frac{df\, dv\, E \cos i\, e^{-kr}}{(r_0+r)^2}$

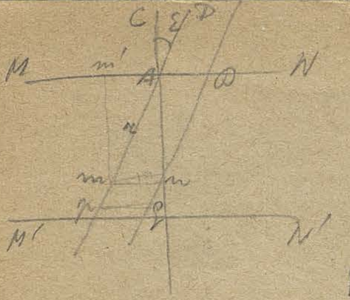
---

3. ~ Pl 2 L. Co. S. 2 e 2 e phot. Pl g Pl 2 g 2 2 Pl 2te 2 f pe Pl g

Pl el 2 Pl Pl 2 Pl e Pl 2 Pl e 2 Pl e Pl 2 Emam. f (2 2 Pl e L. S.) 2 f 2 Pl e

2 f Pl e: L S 2 2 Pl 2 Pl e Pl el 2. Pl el = 2 k 2 2 e f Pl

Pl f 2 2 2 Pl. Pl f. 2 2 Pl 2 Pl e 2 2 tem. 2 2 Vol. f.



MN = $\int$

[illegible]

[illegible] Cylinder [illegible] Volum [illegible]

[illegible]

Vol. El. $dL_1 = d\varphi\, dr\, E \cos\varepsilon\, e^{-kr}$

[illegible]

$\rho =$ [illegible]

$L_1 = d\varphi\, E \cos\varepsilon \int_0^{\rho} e^{-kr}\, dr = d\varphi \frac{E}{k} \cos\varepsilon \left(1 - e^{-k\rho}\right)$ [illegible] $e^{-k\rho}$ [illegible]:

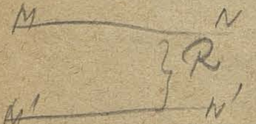
$$L_1 = d\varphi \frac{E}{k} \cos\varepsilon$$

[illegible] ⊥ [illegible] $= d\varphi \frac{E}{k} = L_0$ [illegible];

$$\frac{L}{L_0} = \cos\varepsilon$$

[illegible] Em. [illegible]

[illegible] 16° Abw. [illegible] Vol. [illegible]:



$$L = d\varphi \frac{E}{k} \cos\varepsilon \left(1 - e^{-k\frac{R}{\cos\varepsilon}}\right)$$

$$L_0 = d\varphi \frac{E}{k} \left(1 - e^{-kR}\right)$$

$\frac{L}{L_0} = \cos\varepsilon \frac{1 - e^{-k\frac{R}{\cos\varepsilon}}}{1 - e^{-kR}}$ [illegible] Em. [illegible]

[illegible] $\varepsilon = 0$ $= 1$ $\varepsilon = 90° = 0$ [illegible]

$> \cos\varepsilon$ [illegible]

[illegible] $= E$ [illegible]

[illegible]

k [illegible]; $k =$ [illegible]

[illegible] Drapera, [illegible]

[illegible] temp. [illegible] $\frac{E}{k}$; [illegible]

[illegible] $\frac{E}{k} = c$ [illegible] $E = ck$

[illegible] temp. [illegible] Em. [illegible]

[illegible] gradwarm

[illegible] $L = dq\, c \cos\varepsilon$

[illegible] $L = dq\, c \cos\varepsilon \left[1 - e^{-k\frac{R}{\cos\varepsilon}}\right]$ [illegible]

[illegible] $k = 0$: $L = 0$

[illegible] temp. [illegible] — [illegible]

[illegible] $L = dq\, c k R$

[illegible]

9. Nº Pl. 7.

$J e^{-kr\cos\varepsilon}$ [illegible] $\int \cos\varepsilon \sim J\perp$; $dq\,dr\cos\varepsilon$ [illegible]:

$dq\,dr\,J a\alpha k\cos\varepsilon\, e^{-kr\cos\varepsilon}$ α = Conc. [illegible] a = [illegible]

k' = Abs., [illegible]; [illegible] dq [illegible]: $dL = dq\,dr\,J a\alpha k\cos\varepsilon\, e^{-(k\cos\varepsilon+k')r}$

$$\int_0^{\frac{R}{\cos\varepsilon}} = dq\,J a\alpha \frac{k\cos\varepsilon}{k\cos\varepsilon+k'}\left[1-e^{-(k\cos\varepsilon+k')\frac{R}{\cos\varepsilon}}\right]$$

[illegible]: $L_0 = dq\,J a\alpha \frac{k}{k+k'}\left[1-e^{-(k+k')R}\right]$

[illegible] Conc. [illegible] $\frac{L}{L_0} = \frac{(k+k')\cos\varepsilon}{k\cos\varepsilon+k'}$ [illegible] $0° \leq \varphi \leq 90° > \cos$

[illegible]

[illegible]

$\varepsilon = \varepsilon'$ [illegible] i
$\varepsilon' = \varepsilon'$ i' } [illegible]:

$\sin i' = \frac{\sin i}{n}$ $\sin\varepsilon' = \frac{\sin\varepsilon}{n'}$ $L = dq\,J a\alpha \frac{k\cos i'\cos\varepsilon'}{k\cos\varepsilon'+k'\cos i'}\left(1-e^{-\left(\frac{k\cos\varepsilon'}{\cos i'}+k'\right)\frac{R}{\cos\varepsilon'}}\right)$

[illegible] $K = 1-\frac{1}{2}\left(\frac{\sin^2(\varepsilon-\varepsilon')}{\sin^2(\varepsilon+\varepsilon')}+\frac{\operatorname{tg}^2(\varepsilon-\varepsilon')}{\operatorname{tg}^2(\varepsilon+\varepsilon')}\right)$ [illegible]

[illegible] J [illegible]

[illegible] Abs.? [illegible] Emi. [illegible] je [illegible] Nº. je [illegible] Lamb. [illegible].

[illegible] Problem [illegible]; [illegible] [illegible] Abs. [illegible] [illegible] [illegible] [illegible] Vol. [illegible] — [illegible] Emi. [illegible] — [illegible] Schwächt [illegible] Emi. [illegible] [illegible] [illegible] [illegible]

ef sho yqurr²:

dv gl Dof ovr : $\frac{df\, dv\, ck \cos i\, e^{-kr}}{(r_0+r)^2}$ $i = \text{yoo}\, \mathcal{Z}$

Nom df = Polorasc 6 r I L dv 6 ol i, ψ, (r₀+r) $r_0 = F(i, \psi) = \text{fo}\, r$

$dv = d\psi\, di\, dr \sin i\, (r_0+r)^2$

$dk = df\, d\psi\, di\, dr\, c\, k \sin i \cos i\, e^{-kr}$

$$\int_{i=0}^{i_0}\int_{\psi=0}^{i_0} \int_{r=0}^{r_0}$$

"ze Ste ψ radcyc i yo' syl $L = df\, r\, c \sin^2 i$

Nozzle: $d\varphi \cos z = \frac{\cos i\, df}{r_0^2}$ $d\varphi = \frac{d\psi\, di\, r_0^2 \sin i}{\cos z}$

$= df\, d\psi\, di\, c \sin i \cos i$ (rel

$$\int_{\rho}^{\infty} \frac{e^{-mx}}{x}\,dx = -li\,e^{-m\rho}$$

$$li\,e^{-m\rho} = C + \log m\rho - m\rho + \frac{1}{2}\frac{(m\rho)^2}{2!} - \frac{1}{3}\frac{(m\rho)^3}{3!} + \cdots$$

e 6 v. Integral Lyan. $C = 0{\cdot}5772157$

Soldner Theorie et Table d'une nouv. fonct. transc. Munchen 1809

e^{-mx}	mx	$li\,e^{-mx}$
1·0	0	$-\infty$
0·9	0·10536	−1·77580
0·8	0·22314	1·13401
0·7	0·35668	0·78095
0·6	0·51083	0·54685
0·5	0·69315	0·37867
0·4	0·91629	0·25295
0·3	1·20397	0·15741
0·2	1·60944	0·08513
0·1	2·30259	0·03239
0·01	4·60517	−0·00183
0	∞	0

Lommel 36 pg 483

Notatki (Skrzydy)
z Chorzyi Organizacji

Wiedeń

Derivate der Alkohole

A. Äther (alkoholische)

= Anhydride der einwerth. Alk. zB. $C_2H_5 \lfloor OH$, $C_2H_5 \lfloor OH$ = H_2O + $(C_2H_5)_2O$ Äthyläther

B. Geschwefelte Äther und Alkohole

anstatt O tritt S ein; auch abzuleiten aus H_2S durch Ersetzung eines oder beider H durch Alkyle

Thioäther $(C_2H_5)_2S$

Mercaptane zB. $C_2H_5 - SH$

C. Ester der Alkohole mit anorg. Säuren und Isom.

H der Säuren durch Alkyle ersetzt

zB. $C_2H_5 > SO_4$ (H) Äthylschwefelsäure

D. Stickstoffbasen der Alkyle

H des Ammoniak ersetzt durch

I primäre $NH_2(CH_3)$ Methylamin

$NH_2(C_2H_5)$ Äthylamin

II secundäre $NH(CH_3)_2$ Dimethylamin

III tertiäre $N(CH_3)_3$

etc.

E. P, As etc. Verbindungen

CH_3PH_2 Methylphosphin

$[(CH_3)_2As]_2$ Kakodyl

F. Metallverbindungen

$Zn(CH_3)_2$ Zinkmethyl

Aldehyde

durch mässige Oxyd. d. Alk.

$R-C\begin{smallmatrix}=O\\-H\end{smallmatrix}$

1). sehr leicht oxydierbar
2). " " reducierbar, starke reducierend
3). Additionsreact. mit $NaHSO_3$
NH_3
HCN
4). Polymerisation oder condensiren
5). Substit. durch Cl od. Br_2

CH_2
$\|$
CH
$|$
COH Acrolein

$H-C\begin{smallmatrix}=O\\-H\end{smallmatrix}$ Formaldehyd

CH_3
$\diagdown COH$ Acetaldehyd

$C_6H_{12}O_3$ Paraldehyd.

$+ 3Cl_2 = \underbrace{CCl_3-COH}_{\text{Chloral}} + 3HCl$

$+ H_2O =$ Chloralhydrat

Ketone

durch Oxyd. sec. Alk. (wobei Abspaltung von H_2O) ähnlich wie aber nicht polym. und nicht reducirend

$R \diagdown CO$
$R \diagdown$

CH_3
$CH_3 \diagdown C=O$ Aceton

Einbasische fette Säuren [nur 1 ersetzbares H]

$R-C\begin{smallmatrix}=O\\-OH\end{smallmatrix}$

Gesättigte $C_nH_{2n}O_2$

durch Oxyd. der primären Alk. oder Aldehyde

H
$|$
$COOH$ Ameisensäure

CH_3
$|$
$COOH$ Essigsäure

C_2H_5
$|$
$COOH$ Propionsäure

CH_3
$|$
CH_2
$|$
CH_2
$|$
$COOH$ Buttersäure

$CH_3 \diagdown \diagup CH_3$
CH
$|$
$COOH$ Isobuttersäure

Ungesättigte $C_nH_{2n-2}O_2$

Oxyd. d. ungesätt. Alk. od. Ald.

CH_2
$\|$
CH
$|$
$COOH$ Acrylsäure

Propiolsäurereihe $C_nH_{2n-4}O_2$

CH
$\|\|$
C
$|$
$COOH$ Propiolsäure

$C_{15}H_{31}$ — COOH Palmitinsäure

$C_{17}H_{34}$ — COOH Stearinsäure

$C_{17}H_{33}$ — COOH Ölsäure

A. Halogensubstit. durch Ersetzung von H im Alkyl durch Cl

B. Ester der Fettsäure " " " im COO<u>H</u> durch Alkyl

$CH_3 - COO(C_2H_5)$ Essigäther = Essigsäure Äthylester

C. Säure Chloride $CH_3 - COCl$ Acetylchlorid

D. Säure anhydride $(CH_3-CO)_2O$ Essigsäure anhydr.

E. Säure amide Ersetzung des H im NH_3 durch Säure radicale

$CH_3 - CO - NH_2$ Acetamid

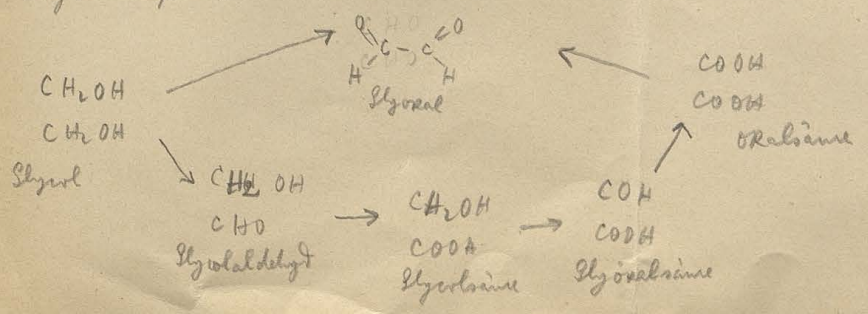
O_2 Derivate der zweiwerthigen und dreiwerthigen Alkohole

$2O_2$ $C_2H_4(CN)_2$ Äthylencyanid

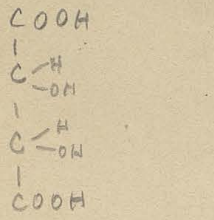
$C_3H_5(ONO_2)_3$ Nitroglycerin

$C_3H_5(O \cdot C_{18}H_{33}O)_3$ Triolein

Oxydationsprod. $2O$.



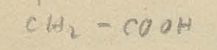
VD. Weinsäure = 4wertig, 2 basisch



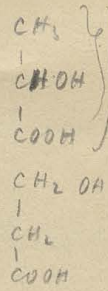
Rechtsw. + Linksw. = Traubens. inactiv
r l

Racemw. inactiv

Citronensäure 4wertig 3 basisch $C_6H_8O_7$



Milchsäure 2wertig 1basisch

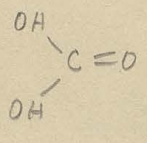


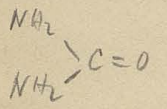
Äthylidenmilchsäure inactiv

Paramilchsäure rechts drehend

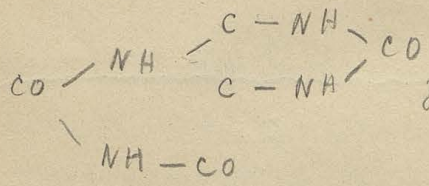
Äthylenmilchs.

Derivate der Kohlensäure





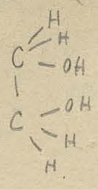
Harnstoff, Carbamid



Harnsäure

B Zweiwerthige Alkohole = Glycole $C_n H_{2n} (OH)_2$

I. diprimär $(CH_2OH)_2$



Äthylenglycol

CH_2OH
$|$
CH_2
$|$
CH_2OH

β Propylenglycol
(Trimethylenglycol)

II. primär-secundär $\begin{pmatrix} CH_2OH \\ CHOH \end{pmatrix}$

CH_2OH
$|$
$CHOH$
$|$
CH_3

α Propylenglycol

III disecundär $(CHOH)_2$

etc.

C Dreiwerthige Alkohole — $(OH)_3$

CH_2OH
$|$
$CHOH$
$|$
CH_2OH

Glycerin

Kohlenwasserstoffe

Grenzkohlenw. $C_n H_{2n+2}$	Olefine $C_n H_{2n}$	Acetylenreihe $C_n H_{2n-2}$
CH_4 Methan		
$C_2H_6 = \begin{matrix} CH_3 \\ \vert \\ CH_3 \end{matrix}$ Äthan	$C_2H_4 = \begin{matrix} CH_2 \\ \Vert \\ CH_2 \end{matrix}$ Äthylen	$C_2H_2 = \begin{matrix} CH \\ \vert\vert\vert \\ CH \end{matrix}$ Acetylen
$C_3H_8 = \begin{matrix} CH_3 \\ \vert \\ CH_2 \\ \vert \\ CH_3 \end{matrix}$ Propan	$C_3H_6 = \begin{matrix} CH_2 \\ \Vert \\ CH \\ \vert \\ CH_3 \end{matrix}$ Propylen	$C_3H_4 = \begin{matrix} CH \\ \vert\vert\vert \\ C \\ \vert \\ CH_3 \end{matrix}$ Allylen $\begin{matrix} CH_2 \\ \Vert \\ C \\ \Vert \\ CH_2 \end{matrix}$ Allen
$C_4H_{10} = \begin{matrix} CH_3 \\ \vert \\ CH_2 \\ \vert \\ CH_2 \\ \vert \\ CH_3 \end{matrix}$ Butan $\begin{matrix} & CH_3 \\ & \vert \\ & CH \\ CH_3 & \vert \\ & CH_3 \end{matrix}$	$C_4H_8 =$ Butylen	$C_4H_6 =$ Crotonylen (Butin)
$C_5H_{10} =$ Pentan	$C_5H_{10} =$ Amylen	C_5H_8 Valerylen (Pentin)

Halogensubstit.

$CH_3Cl = \begin{matrix} H \\ \diagup\diagup \\ C \\ \diagdown\diagdown \\ Cl \end{matrix}\begin{matrix} H \\ H \end{matrix}$ Methylchlorid	C		
$CH_2Cl_2 =$ Methylenchlorid			
$CHCl_3 =$ Chloroform			
$CCl_4 =$ Tetrachlorkohlenst.			
C_2H_5Cl Äthylchlorid		C_2H_3Cl Vinylchlorid (Chloräthylen	C_2HCl Monochloracetylen
$C_2H_4Cl_2$ { Äthylen / Äthyliden } chlorid		$C_2H_2Cl_2$ Dichloräthylen	
$C_2H_3Cl_3$ Methylchloroform		C_2HCl_3 Trichloräthylen	
C_2Cl_6 Perchloräthan		C_2Cl_4 Tetrachloräthylen	

Alkohole

A. Einwerthige

Gesättigte $C_nH_{2n+1}\underline{\underline{OH}}$	Ungesättigte $C_nH_{2n-1}\underline{\underline{OH}}$	Ungesättigte $C_nH_{2n-3}\underline{\underline{OH}}$
$\begin{matrix} H \\ \diagup\diagup \\ C \\ \diagdown\diagdown \\ OH \end{matrix}\begin{matrix} H \\ H \end{matrix}$ Methylalkohol (Carbinol)		

I primäre $R-CH_2OH$ geben bei Oxyd. Aldehyde $C_nH_{2n}O$ und weiter Säuren mit gleichviel C $C_nH_{2n}O_2$

CH_3-CH_2-OH Äthylalkohol

$CH_3-CH_2-CH_2OH$ Propylalk.

$CH_2=CH-CH_2OH$ Allylalkohol

$CH\equiv C-CH_2OH$ Propargylalkohol

$CH_3-CH_2-CH_2-CH_2OH$ norm. prim. Butylalk.

$(CH_3)_2CH-CH_2OH$ Isobutylalk.

II secundäre $R-CHOH$ geben bei Oxyd. Ketone $C_nH_{2n}O$ mit gleichviel C und weiter Säuren mit weniger C

$(CH_3)_2CHOH$ Isopropylalk.

$CH_3-CH(OH)-CH_2-CH_3$ Methyläthylcarbinol

III tertiäre $R-COH$ geben bei Oxyd. Ketone mit weniger C und ebensolche Säuren

$(CH_3)_3COH$ Trimethylcarbinol

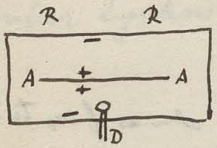
Excerpta.

Begun: 29th October 1896.

M. Smoluchowski de Smolan Ph.D. Glasgow, 38 Park Road.

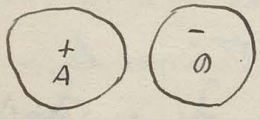
J. J. Thomson: Recent Researches in Electr and Magnetism. Oxford, Clarendon Press. 1893.

5/11 Proc. R.S. LIX p. 278 (1896) Kelvin. On the Generation of Longitud Waves in Ether



AA charged +; D pushed near till spark; then longitud. waves between A and R if elastic solid theory; instantaneous if incompressibility of ether.; Photographic effect?

Analogous: Nature 23/1 1896



c and d charged so that just limit of sparking; if spark between A & D passing, so also between c & d in the same moment or later?

p. 250 Impact with a Liquid Surface studied by means of Instant. Photogr.

Worthington

See also Pr. R.S. 25 p. 261 & 498 [1877] and 34 p. 217 [1882].

Electrical Review 20/11 96 Vol. 39 p. 678

Röntgen Rays Apparatus: Various forms of Crookes Tubes with aluminium vall.

Ogden describes how this vall can be made at $\frac{1}{10}$ of its commercial price (Scientific American 13/6)

1 oz common vall, tungstate of soda, chloride of calcium mixed in a common crucible. This is fitted with a tin cover and placed in a good coal fire, so as to bring it to full red heat, at which it is kept for 2-3 hours, till all fused. After cooling, the glass-like mass is broken up and thrown into a jar of water in which the crystals of tungstate of calcium will settle to the bottom. This used for screens.

R. Henry (C.R. 123 188) considers his specially prepared Zn-sulphid superior.

p. 672 Substances Sensitive to Radiant Heat.

Dr. Liesegang: Paper with $CuBr_2$ or $CuSO_4 + KBr$ has a faint greenish tint, becomes olive brown + $AgNO_3$ black

$K_2Cr_2O_7$ also; $CuSO_4$ feeble image + $AgNO_3$ black.

$CuSO_4$ + Ox ac. brown; $CuCl_2$ deep green; $SnCl_2$ also as if exp to light

$PbNO_3$ yellow + $AgNO_3$ = red.

Phil. Mag. 42; 12/1896 p. 530. Righi remarks that he found previous to J. J. Thomson (11/96) that sometimes a thinner layer of air presents a greater resistance than a thicker one, with Röntg. rays, ultrav. rays and also without rays at all.

Rend. R. Acc. Lincei 3/5, 96

Revue Scientifique 6 28/11 96 p. 694

Darg a obtenu (Proceedings R.S.) minimum de

k (constante de Newton) = $6.6576 . 10^{-8}$

densité moyenne de la Terre = 5.527

Physical Review 3 p. 81-99 & 177-192. 1895

R. A. Millikan Polarisation des strahlen des Lichts

Thorpe Inorganic Chemistry

Following substances crystallise in

Regular System: Na, Mg, Cd, Fe, Pb, Cu, Hg, Au, Ag = O

Mn, Ag, ∞O∞

P, Cu, Ag, Au ∞O

Ag, Au m O m

C m O∞

m O, m On

Quadratic: Sn, B

Hexagonal: Zn, Sb, Bi

Monoclinic and Rhombic: S, Te ~~Rhombic~~

R^2O	RO	R^2O^3	RH^4 RO^2	RH^2 RO^3	RH R^2O^7	
H = 1						
Li = 7	Gl = 9·4	B = 11	C = 12	N = 14	O = 16	F = 19
Na = 23	Mg = 24	Al = 27·3	Si = 28	P = 31	S = 32	Cl = 35·5
K = 39	Ca = 40	44	Ti = 48	V = 51	Cr = 52	Mn = 55
Cu = 63	Zn = 65	68	Ge = 72	As = 75	Se = 78	Br = 80
Rb = 85	Sr = 87	Yt = 88?	Zr = 90	Nb = 94	Mo = 96	J = 127
Ag = 108	Cd = 112	In = 113	Sn = 118	Sb = 122	Te = 125	
Cs = 133	Ba = 137	Di = 138?	?Ce = 140	Ta = 182	W = 184	
—	—	Er = 178?	?La = 180	Bi = 208	U = 240	
Au = 197	Hg = 200	Tl = 204	Pb = 207			
			Th = 231			

Fe = 55, Co = 59, Ni = 59, Ru = 104, Rh = 104, Pd = 106, Os, Ir, Pt

Wied. Ann. 52 (1894) Kayser & Runge p. 92

In Spectren der Metalle der 4, 5 & 6 Gruppe haben sich keine Serien ergeben, wohl aber andere Regelmässigkeiten:
Werden die reciproken Wellenlängen genommen, so wiederholen sich mehrere Gruppen mit constanter Differenz

$$\frac{1}{\lambda_1} = a + \frac{1}{\lambda_2}$$ Dies wird gezeigt bei Sn, Pb, As, Sb, Bi

Sonst sind ~~nur~~ außer bei den ersten drei Gruppen nur noch im Mangan ~~eine~~ zwei Triplet Serien gefunden worden.

Phil. Mag 1897 W. Wien

Theoretical deduction of the formula $\sigma = \frac{A}{\lambda^5} e^{-\frac{B}{\lambda\theta}}$!

Translation of Wied. Ann. 1896

Wied. Ann. Balmer

$$\lambda_n = a \frac{(n+c)^2}{(n+c)^2 - b} \qquad T_n = A - \frac{B}{(n+c)^2}$$

$\frac{a}{b}$ besonders gleich wie bei H

Rydberg nimmt dies B für alle Metalle als gleich an

Electrician 12/3 P7 XXXVIII

Electric. resistivity of electrolytic Bi at low temp. and in mag. fields.

Dewar & Fleming.

Field strength	Volume resist.
temp. +19°C	
0	116,200
1375	118,200
2750	123,
8800	149,2
14150	186,2
21800	257,000
−185°	
0	41,000
1375	103,3
	191,5
	738,
	1,739,
	6,190,000

Field st.	Vol. resist.
−79°	
0	78300
650	83,
2300	103,5
3350	114,8
4100	124,
5500	158,
7950	201,
14200	284,000
−203	
0	34,300
2450	283,500

all transversely magnetised

Temp.	0	2,450	5,500	14,200 CGS
+19°	116200	123,5	132,	187,
−79	78300	105,	158,	284,
−185	41,000	186,	419,	1,740,000
−203	34,300	283,5		

Phil. mag. IV (5) 1877 ~~[illegible]~~ Stoney

On the Penetration of Heat across Layers of Gas.

Durchaus falsche theoretische Grundlage. (~~[illegible]~~ [Revocirt Ph. mag. V p. 457 Anm.] Anführung von Experimenten von Provostaye & Desains (C. R. XX 1845 p. 1767, XXII 1846 p. 77; Ann. Chim. (3) XVII p. 381, XXII p. 362) welche die später von K. u. W. gemachten Experimente ausführten, aber sie nicht richtig interpretirten. ~~[illegible]~~

Darunter: Abkühlungszeit eines cylindrischen Thermometers (Rad. = 2 cm) in cylindr. Gefäß (Rad = 6 cm), ~~[illegible]~~ gefüllt mit NO_2 constant von 35 mm Druck, dann steigend um $\frac{1}{24}$ bis 4 mms, dann Abnahme; in CO_2 Steigerung zwischen 12–4 mm um $\frac{1}{12}$. Richtige Erklärung jedenfalls: schlechte Diathermansie dieser Gase.

Experimente über optisch-aviadabe Zustand, ebenso auch bei c. Ph. V

~~Ph~~ Stoney: On Crookes's Force. Idem p. 67 Messungen über Reaction, welche auf ein dünnes Glasplättchen welches einem geschwärzten Hohlcylinder gegenüber steht, durch Radiation ausgeübt werden (zwischen 5 und 100 mm Druck). –

Phil. mag. IV (5) p. 213 Earnshaw: The Finite Integrals of certain Part. Diff. Eq.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{a}{x}\frac{\partial u}{\partial x}$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = x^{\frac{2a}{a-1}} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

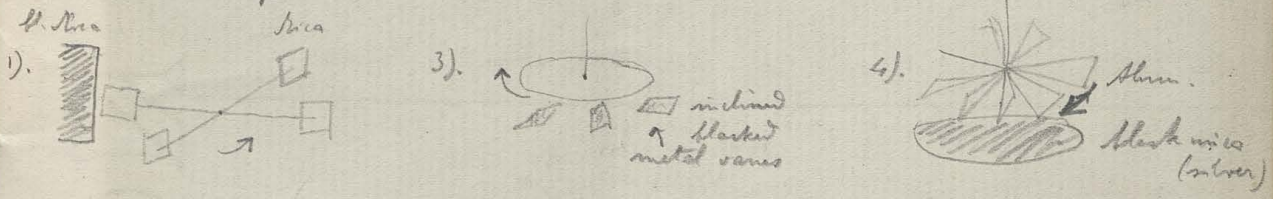
$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + 4a\frac{\partial u}{\partial x}$$

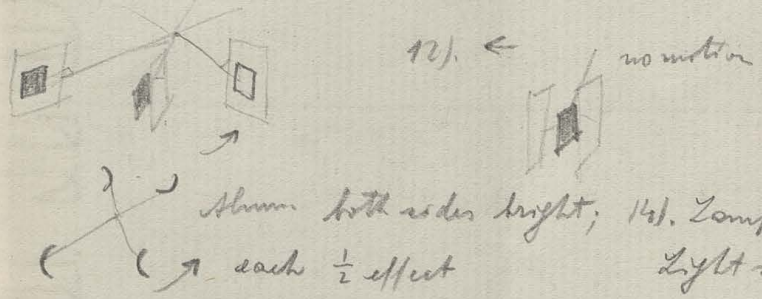
Phil. mag. V (5). 1878 p. 68. [Proc. R.S. IV p. 395]

Crookes On Repulsion resulting from Radiation; Otheroscope.

The latter instrument analogous to radiometer but the movable parts forming the vane and the flaked wall etc. the heater.

Various examples. ~~2/6~~ For instance:





16). conv. surf lampblacked

conc. no motion

conv. rapid repulsion

stationäre) rotierenden

Zur Bewegung der Flüssigkeit (od Luftwiderstand mit Reibung)

[illegible] Rotationskörper [illegible]

[illegible]

[illegible] 2 Parab. Fypl.

[illegible] Parameter α_2, α_1, α_0; α, α

[illegible] $\alpha = 0$ [illegible] degeneriert [illegible]

[illegible] Cylinder [illegible] $R = \infty$!

[illegible] Cylinder-Coordinaten (r, x) : $f(r, x, \alpha) = 0$

[illegible]: $f(r, x, \alpha + d\alpha) = 0$

[illegible] const. x : $\frac{\partial f}{\partial r} dr + \frac{\partial f}{\partial \alpha} d\alpha = 0$

$$dr = -\frac{\frac{\partial f}{\partial \alpha}}{\frac{\partial f}{\partial r}} d\alpha$$

[illegible] Pot. Theorie

[illegible]

[illegible]:

$$\rho_1 v_{x_1} : \rho_2 v_{x_2} = 2 r_2 \pi \, dr_2 : 2 r_1 \pi \, dr_1$$

$$= r_{x_2} \left(\frac{\frac{\partial f}{\partial \alpha}}{\frac{\partial f}{\partial r}} \right)_{x = x_2} : r_1 \left(\frac{\frac{\partial f}{\partial \alpha}}{\frac{\partial f}{\partial r}} \right)_{x = x_1}$$

$$\left[\rho \cdot v \cdot r_x \cdot \frac{\frac{\partial f}{\partial \alpha}}{\frac{\partial f}{\partial r}} \right] = \text{const} \quad \text{für } x$$

[illegible] explicite [illegible]: $r = F(x\alpha)$

$$\left[dr = \frac{\partial F}{\partial \alpha}\, d\alpha\right]$$

$$\left[\rho v F \frac{\partial F}{\partial \alpha}\right] = \text{const}(\alpha)$$

$$\rho v \frac{\partial (F)^2}{\partial \alpha} = \text{const} \qquad \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} F \frac{\partial F}{\partial \alpha} + \rho v \frac{\partial\left[F \frac{\partial F}{\partial \alpha}\right]}{\partial x} = 0$$

[illegible] orthogonalen Trajectorien [illegible] Rot. [illegible] orthog. [illegible] Normalen (s) [illegible] Rot. [illegible] ⊥ Achse.

IIte Art von Flächen [illegible]

[illegible] = 0 [illegible] = 0.

[illegible] Cy [illegible]

[illegible] Cylinders [illegible]

Cylinder [illegible]. [illegible]!]

[illegible]

[illegible]: ~~[illegible]~~ $\varphi(x,r) = v$

[illegible]: $\varphi(x,r) = v + dv$

[illegible] $\varphi(xr) = \rho v$

etc.

cf. [illegible] orthogonale [illegible]

III Art. von Flechten [illegible] 41

IV Art. [illegible]

Im Ausdrucke $C = \frac{v_0^2}{2} - \frac{\mu}{r_0}$ wird $\frac{\mu}{r_0}$ verschw. klein gegenüber $\frac{v_0^2}{2}$

I).

$\mu = 2\,km$

also mit sehr großer Annäherung: $C = \frac{v_0^2}{2}$

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \frac{v_0^4 s^2}{4\mu^2}} = \sqrt{1 + \left(\frac{v_0^2 s}{2\mu}\right)^2}$$

Wenn Voraussetzung, dass die Konstante k hier denselben Wert hat wie bei Gravitation (Gauss'sche Constante) so wird $\frac{v_0^2 s}{\mu}$ sehr groß, daher

angenähert: $\varepsilon = \frac{v_0^2 s}{2\mu}$

$$\Delta T = \frac{\mu}{(2C)^{\frac{3}{2}}} \left\{ 1 + \log \frac{4 r_0 C}{\frac{v_0^2 s}{2}} \right\} = \frac{\mu}{v_0^3} \left\{ 1 + \log \frac{4 r_0}{s} \right\}$$

Es könnte dies gar keinen Einfluss haben

II. also entweder anderes Wirkungsgesetz oder k ist sehr groß

Wenn wirklich hyperbolische Umlaufsbahn (also wenn der Stern durch Kraft abgelenkt werden soll) etc. so müsste $(\varepsilon - 1)$ sehr klein sein

daher dann angenähert

$$\cancel{\varepsilon = 1 + \frac{1}{2}\left(\frac{v_0^2 s}{2\mu}\right)^2}$$

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \frac{2c^2 C}{\mu^2}} = 1 + \frac{c^2 C}{\mu^2}$$

$$= \sqrt{1 + \frac{v_0^2 s^2}{4\mu^2} C}$$

$$\cancel{\Delta T = \frac{\mu}{(2C)^{\frac{3}{2}}} \left\{ 1 + \log \frac{4 r_0 C}{\mu} - \log \left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{v_0^2 s^2}{2\mu}\right) \right] \right\}}$$

$$\cancel{= \frac{\mu}{\left(v_0^2 - \frac{2\mu}{r_0}\right)^{\frac{3}{2}}} \left\{ 1 + \log \left(\frac{2 r_0 v_0^2}{\mu} - 4 \right) \right\}}$$

$$\Delta T = \frac{\mu}{(2C)^{\frac{3}{2}}} \left\{ 1 + \log \frac{4 r_0 C}{\mu} - \frac{1}{2} \log \left(1 + \frac{v_0^2 s^2}{4\mu^2} C \right) \right\}$$

Werden zurückgezogen

Die Bahn wird umgekehrt (sowie durch Stoß) bei allen denen s folgendermaßen:

$$\beta > 45^\circ$$

$$\cos\beta = \frac{1}{\varepsilon} > \frac{1}{\sqrt{2}} \qquad \varepsilon < \sqrt{2}$$

$$1 + \frac{2c^2 C}{\mu^2} < 2$$

$$\frac{c^2 C}{\mu^2} < \frac{1}{2}$$

$$\frac{v_0^2 s^2 C}{4\mu^2} < \frac{1}{2}$$

$$s^2 < \frac{2\mu^2}{v_0^2 C}$$

das s bei welchem $s^2 = \frac{2\mu^2}{v_0^2 C}$ wird zur Abkürzung σ genannt

μ = Abstand der unbeeinflußten Anfangsgeschwind. vom wirkenden Centrum

ρ = Radius des Stoß-Molekül

Nach dem Periheli werden die Bahnen abgelenkt, daher Normalcomp. der Energie verringert; wieviel?

$$\frac{E - E_0}{E_0} = \Delta E$$

$$E = \int_{s=\frac{r_0}{4}}^{2\rho} 2s\pi\, ds \cdot \cos^2(180 - 2\beta)$$

$$s = \frac{\mu}{v_0}\sqrt{\frac{2}{C}}$$

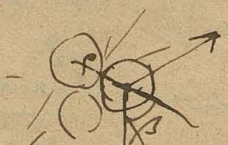
$$\cos^2(180-2\beta) = \cos^2 2\beta = (\cos^2\beta - \sin^2\beta)^2 = (2\cos^2\beta - 1)^2 = \left(\frac{2}{\varepsilon^2} - 1\right)^2$$

$$= \left(\frac{2}{1 + \frac{2c^2 C}{\mu^2}} - 1\right)^2 = \left(\frac{1 - \frac{2c^2 C}{\mu^2}}{1 + \frac{2c^2 C}{\mu^2}}\right)^2 = \left(\frac{1 - \frac{v_0^2 s^2 C}{2\mu^2}}{1 + \text{—}}\right)^2$$

daher $\frac{v_0^2 s^2 C}{2\mu^2} > 1$

$$E = \int 2s\pi\, ds \left(\frac{1 - \frac{2\mu^2}{v_0^2 s^2 C}}{1 + \frac{2\mu^2}{v_0^2 s^2 C}}\right)^2$$

diese Verminderung entspricht in der Stoß-Theorie



$$\sin\beta = \frac{s}{2\rho}$$

$$\to 2\rho^2\pi +$$

$$E_0 \Delta E = \int 2s\pi\, ds \underbrace{\cos^2 2\beta}_{(1-2\sin^2\beta)^2} = \int_{\rho\sqrt{2}}^{2\rho} 2s\pi\, ds \left(1 - \frac{s^2}{2\rho^2}\right)^2 = 2\pi\left(2\rho^2 - \rho^2 - 4\rho^2 + \frac{\rho^2}{3} + \frac{7}{3}\rho^2\right)$$

$$= \frac{2\pi\rho^2}{3} + 2\rho^2\pi = \frac{8\rho^2\pi}{3}$$

Daraus könnte das μ berechnet werden, da die Verminderung der Energie in beiden Fällen gleich sein muss, wenn man die Berechnung der mittleren Weglänge beibehalten will.

Angenähert auch einfach so:

die aufgehaltene Energie = umgeleitete

$$2\rho^2 r = s^2 r = \frac{2\mu^2 r}{v_0^2 C}$$

$$\rho^2 = \frac{\mu^2}{v_0^2 C} \qquad \mu^2 = \rho^2 v_0^2 C = \rho^2 \frac{v_0^4}{2} - \frac{\rho^2 v_0^2 \mu}{r_0}$$

$$\mu = \frac{\rho^2 v_0^2}{2r_0} \pm \sqrt{\frac{\rho^2 v_0^4}{2} + \frac{\rho^4 v_0^4}{4r_0^2}} = \cancel{\frac{\rho^2 v_0^2}{2r_0}\left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{2r_0^2}{\rho^2}}\right]}$$

$$= \frac{\rho^2 v_0^2}{2r_0} + \frac{\rho v_0^2}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{\rho^2}{2r_0^2}}$$

also angenähert $\mu = \rho \frac{v_0^2}{\sqrt{2}}$ — das weitere Glied keine Einflüsse

$$C = \frac{v_0^2}{2}$$

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \frac{v_0^2 s^2}{2\frac{\rho^2 v_0^4}{2}} \cdot \frac{v_0^2}{2}} = \sqrt{1 + \frac{s^2}{2\rho^2}}$$

$$\Delta T = \frac{\mu}{(2C)^{\frac{3}{2}}}\left\{1 + \log \frac{4r_0 C}{\mu \varepsilon}\right\} = \frac{\rho v_0^2}{\sqrt{2}\, v_0^3}\left\{1 + \log \frac{2r_0 v_0^2}{\rho \frac{v_0^2}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{s^2}{2\rho^2}}}\right\}$$

$$\cancel{= \frac{\rho}{v_0\sqrt{2}}\left\{1 + \log 2r_0 v_0^2 - \frac{1}{2}\log\left(1 + \frac{s^2}{2\rho^2}\right)\right\}}$$

mittlerer Eingang $= \dfrac{\int_0^{\frac{r_0}{2}} 2sr\, ds\, \Delta T}{\frac{r_0^2 \pi}{4}}$ $\Bigg\| = \dfrac{\rho}{v_0\sqrt{2}}\left\{1 + \log 2\sqrt{2} \cdot \frac{r_0}{\rho} - \frac{1}{2}\log\left(1 + \frac{s^2}{2\rho^2}\right)\right\}$

$$\boxed{M(AT)} = \frac{8\rho}{r_0^2 v_0 \sqrt{2}} \int_0^{\frac{r_0}{2}} \left\{ 1 + \log 2\sqrt{2}\,\frac{r_0}{\rho} - \frac{1}{2}\log\left(1+\frac{s^2}{2\rho^2}\right)\right\} s\,ds$$

$$\int \log(1+ax^2)\,x\,dx = \frac{x^2}{2}\log(1+ax^2) - a\underbrace{\int \frac{x^3\,dx}{1+ax^2}}_{= \frac{a}{2}\int \frac{y\,dy}{1+ay}} \qquad x^2 = y$$

$$\int \frac{ay\,dy}{1+ay} = \int\left(1-\frac{1}{1+ay}\right)dy = y - \frac{1}{a}\log(1+ay)$$

$$= \frac{x^2}{2}\log(1+ax^2) - \frac{x^2}{2} + \frac{1}{2a}\log(1+ax^2)$$

$$= \frac{(1+ax^2)}{2a}\log(1+ax^2) - \frac{x^2}{2}$$

zurückleitung

$$\boxed{M} = \frac{8\rho}{r_0^2 v_0 \sqrt{2}}\left\{\frac{r_0^2}{8}\left(1+\log 2\sqrt{2}\,\frac{r_0}{\rho}\right) - \frac{\rho^2}{2}\cdot\frac{\left(1+\frac{r_0^2}{8\rho^2}\right)}{\cancel{4}\,\frac{1}{2\rho^2}}\log\left(1+\frac{r_0^2}{8\rho^2}\right) + \frac{r_0^2}{16}\right\}$$

$$= \frac{\cancel{8}\rho}{r_0^2 v_0 \sqrt{2}}\left\{\frac{3r_0^2}{2\cdot\cancel{16}} + \frac{r_0^2}{\cancel{8}}\log 2\sqrt{2}\,\frac{r_0}{\rho} - \frac{r_0^2}{2\cdot\cancel{16}}\log\frac{r_0^2}{8\rho^2}\right\}$$

$$= \frac{\rho}{v_0\sqrt{2}}\left\{\frac{3}{2} + \cancel{\log\frac{r_0}{\rho}} + \log 2\sqrt{2} - \cancel{\frac{1}{2}\log\frac{r_0^2}{\rho^2}} - \frac{1}{2}\log\frac{1}{8}\right\}$$

$$= \log\frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\frac{1}{8}}} = \log 8$$

$$= \frac{\rho}{v_0\sqrt{2}}\left\{\frac{3}{2} + \log 8\right\}$$

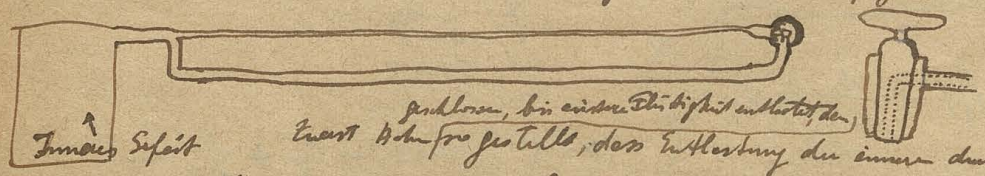
während nach Stoss-Theorie $= \frac{2\rho}{v_0}$ wäre

das Übersteigung !!!

Möglichkeit einer experiment. Bestimmung der kritischen electrischen Nachwirkung?

Gewichtl. Piezometer wird Differenz der Nachwirkung von Eis und Wasser ergeben; ob dabei viel auf Flüssigkeit kommt, durch Wechsel derselben erwartet.

Entweder plötzliche Belastung oder ein festes plötzl. Entlastung (durch Öffnen eines Hahnes). Wenn vielleicht Wirkung zu schwach so folgendes Arrangement



geschlossen, bis einige Flüssigkeit entlastet, dann

Zuerst Hahn so gestellt, dass Entlastung der innern durch das weite Rohr, dann dieses schließen und die Capillare öffnen so die geringe Änderung noch beobachtet werden. Correctur in folge der Wärmewirkung!

Drehung der Polarisationsebene bei Wechselströmen (Messungs-Apparat?)

Untersuchung des Tellurs in Bezug darauf

Hall'sches Phänomen: statt rechteckiger Platte: Hohlcylinder (galvanische Niederschläge auf Röhre; Kugel?

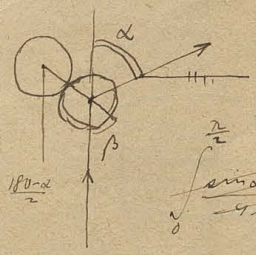
Verwendung bei Wechselströmen; entweder mit Magnet oder ~~electrisch~~ ~~selbst~~ electrodynamisch; in letzterem Falle wird constant gerichteter Secundär Strom entstehen; Erhaltung der Kraft; darauf gegründete Mess-Apparate; in wie weit darf man hinter die erste Platte eine zweite geben?, eventuell ganzen System welche verbunden werden, dadurch Widerstand verringert und man kann so Wechselströme in constante verwandeln.

Gibt es Wärmeschwingungen? (analog electr. Schw.?) wenn nicht?

Ad kinetische Gastheorie; Fortsetzung von Seite 7.

Dichtigkeit (wahrscheinl.) der Molek. ~~nach~~ in den verschiedenen Richtungen nach einem Zusammenstoß.

1). nach Stoßtheorie:



$$W_\alpha = \frac{2\pi \sin\frac{180-\alpha}{2}\, d\frac{\alpha}{2}\, \cos\frac{180-\alpha}{2}}{2\pi \sin\alpha\, d\alpha}$$

$$\cancel{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin\alpha\, d\alpha}{4\sin\frac{\alpha}{2}} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos\frac{\alpha}{2}}{4}\, d\frac{\alpha}{2} = \int_0^{\frac{\pi}{4}} \cos\alpha\, d\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}}$$

$$\cancel{= \frac{1}{2}\,\frac{\cos\frac{\alpha}{2}}{2\sin\frac{\alpha}{2}\cos\frac{\alpha}{2}} = \frac{1}{4\sin\frac{\alpha}{2}}} = \frac{1}{2}\,\frac{\cos\frac{\alpha}{2}\sin\frac{\alpha}{2}}{\sin\alpha} = \frac{1}{4}$$ also gleichmäßige Vertheilung

$(s > \rho)$ (ebenso die reflectirten)

die übrigen bleiben geradeaus

2). nach Kraft-Theorie:

$$W_\alpha = \frac{2\pi s\, ds}{2\pi \sin(180-2\beta)\, d(2\beta)} = \frac{s\, ds}{2\sin 2\beta\, d\beta} = \frac{s\, ds}{4\sin\beta\cos\beta\, d\beta}$$

$$\cos\beta = \frac{1}{2} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{v_0^2 s^2}{2\mu^2}C}}$$

$$-\sin\beta\, d\beta = \frac{-1}{\sqrt{(\quad)}^3}\,\frac{v_0^2 s\, C}{2\mu^2}\, ds$$

$$= \frac{\cancel{s}\, ds\left(1+\frac{v_0^2 s^2}{2\mu^2}C\right)^2 \mu^2}{2\, v_0^2\, \cancel{s}\, C\, \cancel{ds}}$$

$$= \frac{\mu^2}{2v_0^2 C}\,\frac{1}{\cos^2\beta} = \frac{\mu^2}{2v_0^2 C}\,\frac{1}{\cos^2\frac{180-\alpha}{2}}$$

$$= \frac{\mu^2}{2v_0^2 C}\,\frac{1}{\sin^2\frac{\alpha}{2}}$$

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin\alpha\, d\alpha}{\sin^2\frac{\alpha}{2}} = 4\int_0^{\frac{\pi}{2}} \operatorname{ctg}\frac{\alpha}{2}\, d\frac{\alpha}{2} = 4\int_0^{\frac{\pi}{4}} \operatorname{ctg}\alpha\, d\alpha$$

$$= 4\int_{\frac{\pi}{4}}^{\frac{\pi}{2}} \operatorname{tg}\alpha\, d\alpha = -4\log(\cos\alpha)\Big|_{\frac{\pi}{4}}^{\frac{\pi}{2}} = \infty$$

Wenn der maximale $s = s'$ so können eben keine Molek. unter kleineren α als A gebeugt werden, wobei

$$\cos\frac{180-A}{2} = \frac{1}{2} = \sin\frac{A}{2} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{v_0^2 s'^2}{2\mu^2}C}}$$

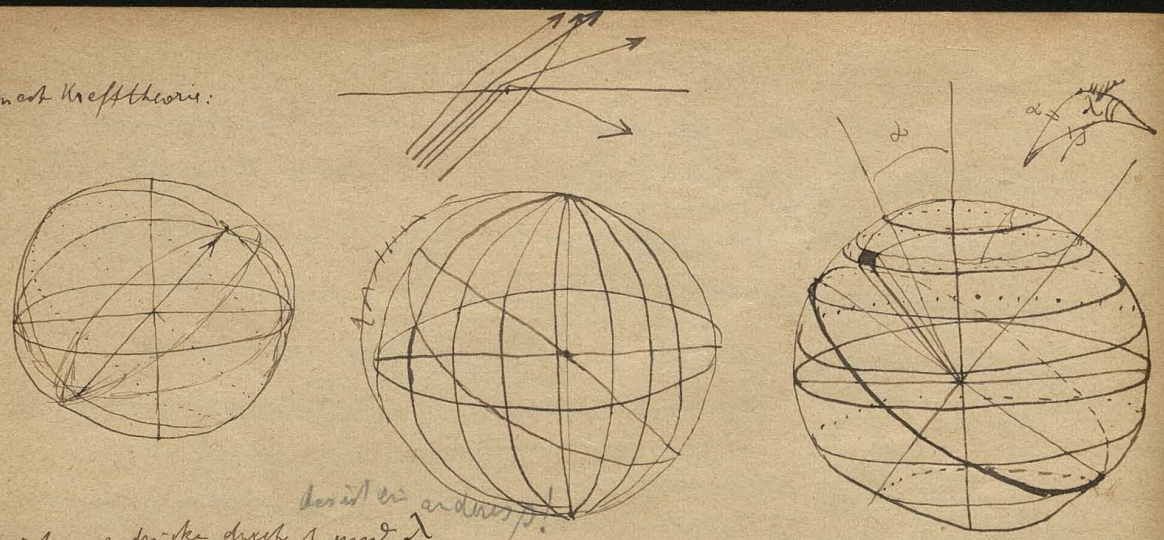
Wenn unter verschiedenen Winkeln aus einer Halbkugel Molec. gegen ein M. im Mittelpunkt fliegen, wie viel werden nach dieser Halbkugel reflektirt?

Radius des Bündels der in einer Richtung fliegenden Molec. $= s'$

1). nach Stoßtheorie:

$$\frac{\frac{(2\rho)^2\pi}{2}}{s'^2\pi} = \frac{2\rho^2\pi}{s'^2}$$ in jeder einzelnen Richtung also ebenso auch im Mittel

2). nach Kraftthorie:



das ist ein andrer!

α ist auszudrücken durch β und λ

~~$\cos\alpha = \cos\gamma\cos\beta + \sin\gamma\sin\beta\cos\lambda$~~

$$\sin^2\frac{\alpha}{2} = \frac{1-\cos\alpha}{2}$$

$$\cos\alpha = \cos\beta\cos\gamma + \sin\beta\sin\gamma\cos\lambda$$

$$N = \int_{\beta=\frac{\pi}{2}}^{\pi}\int_{\lambda=0}^{2\pi}\frac{\sin\beta\, d\lambda\, d\beta}{\sin^2\frac{\alpha}{2}} \qquad \frac{\mu^2}{2v_0^2 C} = \frac{\mu^2}{v_0^2 C}\int_{\beta=\frac{\pi}{2}}^{\pi}\int_{\lambda=0}^{2\pi}\frac{\sin\beta\, d\beta\, d\lambda}{1-\cos\beta\cos\gamma - \sin\beta\sin\gamma\cos\lambda}$$

[~~Ergebnis wäre auch C einzutragen~~]!

$$= \frac{\mu^2}{v_0^2 C}\int_{\beta=\frac{\pi}{2}}^{\pi}\sin\beta\, d\beta\int_{\lambda=0}^{2\pi}\frac{d\lambda}{1-\cos\beta\cos\gamma-\sin\beta\sin\gamma\cos\lambda}$$

$a^2 > b^2$

$$\int_0^{2\pi}\frac{dx}{a-b\cos x} = \frac{4}{\sqrt{a^2-b^2}}\operatorname{arctg}\frac{(a+b)\operatorname{tg}\frac{x}{2}}{\sqrt{a^2-b^2}}\Bigg|_0^{\pi} = \frac{2\pi}{\sqrt{a^2-b^2}}$$

$$= 2\int_0^{\pi}\frac{dx}{a-b\cos x} = \uparrow$$

$$\int_{\lambda=0}^{2\pi}\frac{d\lambda}{1-\cos\beta\cos\gamma-\sin\beta\sin\gamma\cos\lambda} = \frac{2\pi}{\sqrt{(1-\cos\beta\cos\gamma)^2-\sin^2\beta\sin^2\gamma}} = \frac{2\pi}{\sqrt{1-2\cos\beta\cos\gamma+\cos^2\beta\cos^2\gamma \underbrace{-1+\cos^2\beta+\cos^2\gamma-\cos^2\beta\cos^2\gamma}_{=(\cos\beta-\cos\gamma)^2}}}$$

$$= \frac{-2\pi}{\cos\beta - \cos\gamma} \qquad \boxed{\begin{matrix}\beta > \gamma \\ \cos\beta < \cos\gamma\end{matrix}} \qquad = \frac{2\pi}{\cos\gamma - \cos\beta}$$

$$(N) = \frac{-\mu^2}{v_0^2 C} \int_{\beta=\frac{\pi}{2}}^{\beta=\pi} \frac{\sin\beta\, d\beta \; 2\pi}{\cos\beta - \cos\gamma} = \frac{+2\pi\mu^2}{v_0^2 C} \log(\cos\beta - \cos\gamma)\Big|_{\frac{\pi}{2}}^{\pi}$$

$$= \frac{-2\pi\mu^2}{v_0^2 C} \log \frac{+\cos\gamma}{+1+\cos\gamma} = \frac{-2\pi\mu^2}{v_0^2 C} \log\left(1 - \frac{1}{1+\cos\gamma}\right) =$$ Anzahl, welche ~~einfällt~~ in die Halbkugel

(Red. = ∞)

refl. werden, wenn das ganze Bündel unter dem Winkel γ gegen die Normale geneigt ist

also gesammte Anzahl, wenn Mittelwerth (γ)

$$(N) = \frac{-1}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\pi \sin\gamma\, d\gamma \; \frac{2\pi\mu^2}{v_0^2 C} \log\left(1 - \frac{1}{1+\cos\gamma}\right)$$

$$= \frac{-2\pi\mu^2}{v_0^2 C} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[\log\cos\gamma - \log(1+\cos\gamma)\right] \sin\gamma\, d\gamma = \frac{-2\pi\mu^2}{v_0^2 C} \int_1^0 \left[\log x - \log(1+x)\right] dx$$

$$= \frac{-2\pi\mu^2}{v_0^2 C} \int_0^1 \left[\log x - \log(1+x)\right] dx \qquad \boxed{\int \log x\, dx = x(\log x - 1)}$$

$$= \frac{-2\pi\mu^2}{v_0^2 C} \left\{ x(\log x - 1) - (x+1)\left[\log(x+1) - 1\right] \right\}\Big|_0^1$$

$$= \frac{-2\pi\mu^2}{v_0^2 C} \left\{ \underbrace{x\log x - \cancel{x} - x\log(x+1) - \log(x+1) + \cancel{x} + 1}_{\left(x\log\frac{x}{x+1} + \log\frac{1}{x+1} + 1\right)\Big|_0^1 = \infty} \right\}\Big|_0^1$$

kommt davon weil γ nur bis zum Winkel $(90 - A)$ ausstrecht werden kann

also

$$\sin\frac{A}{2} = \frac{1}{\varepsilon} \qquad \cos A = \frac{2}{\varepsilon^2} - 1 = \frac{1 - \frac{v_0^2 \varepsilon^2 C}{2\mu^2}}{1 + \frac{v_0^2 \varepsilon^2 C}{2\mu^2}}$$

$$2\sin^2\frac{A}{2} = 1 + \cos A = \frac{2}{\varepsilon^2}$$

$$\sin A = 2\sin\frac{A}{2}\cos\frac{A}{2} = 2\,\frac{1}{\varepsilon_s}\sqrt{1-\frac{1}{\varepsilon_s^2}} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_s^2-1}}{\varepsilon_s^2} =$$

also $(N) = \int_0^{\rho_0 - A} \cdots = \int_1^{\sin A} \cdots = \frac{2\pi\mu^2}{v_0^2 C}\left\{ x\log x - (x+1)\log(x+1) + 1 \right\}\Big|_{\sin A}^{1} =$

$$= \frac{2\pi\mu^2}{v_0^2 C}\left\{ + 2\log 2 + \sin A \log \sin A - \underbrace{(\sin A+1)\log(\sin A+1)}_{\text{verschwindend klein}} \right\}$$

$0{,}602 = \log 4$

~~$\sin A$ mit grosser Annäherung $= 2\sqrt{\varepsilon_s^2-1}$~~

~~$= 2\sqrt{\frac{v_0^4 s^2 C}{2\mu^2}}$~~

~~umgeändert:~~

~~$\sin A = 2\sqrt{\frac{v_0^4 s^2}{\mu^2}} = \frac{2 v_0^2 s}{\mu}$~~

~~$(N) = \frac{4\pi\mu^2}{v_0^4}\left\{ \log 4 + \frac{2v_0^2 s}{\mu}\log\frac{2v_0^2 s}{\mu} \right\}$~~

~~also $(N) = \pi\sigma^2\left\{ -2\log 2 - 2\frac{s}{\sigma}\log\frac{2\pi s}{\sigma} \right\}$~~

das alles nur gültig wenn $C = \frac{v_0^2}{2} - \frac{\mu}{\rho_0}$!

wenn das zweite Glied vernachlässigt wird

$\frac{2\mu^2}{v_0^2 C} = \sigma^2$ (Seite pg 5)

~~$\sin A = 2\sqrt{\frac{s^2}{\sigma^2} - \frac{2s^2}{\sigma}}$~~

$\sin A$ ~~[illegible]~~: $= \frac{2\sqrt{\varepsilon_s^2-1}}{\varepsilon_s^2} = \frac{2\sqrt{\frac{2c^2C}{\mu^2}}}{1+\frac{2c^2C}{\mu^2}} \overset{\text{angeändert}}{\neq} \frac{2}{\sqrt{\frac{2c^2C}{\mu^2}}}$

$$\neq \frac{2}{\sqrt{\frac{v_0^2 C}{2\mu^2}}} = \frac{2}{\sqrt{\frac{s^2}{\sigma^2}}} = \frac{2\sigma}{s}$$

also angeändert: $(N) = 2\pi\sigma^2\left\{ +2\log 2 + \frac{2\sigma}{s}\log\frac{2\sigma}{s} \right\}$ $\left(\frac{2\sigma}{s}+1\right)\log\left(\frac{2\sigma}{s}+1\right)\Big\}$

$$= \cancel{4}\pi\sigma^2\left\{ \frac{-\sigma}{s}\log\frac{s}{2\sigma} + \log 2 \right\}$$

Wenn diese Werte gleich sein sollen nach beiden Theorien so muss sein:

$$\frac{2\rho^2 \pi}{\cancel{\rho}} = 4\pi\sigma^2 \left\{ \frac{\sigma}{\delta} \log \frac{\delta}{2\sigma} + \log 2 \right\}$$

$\delta = \frac{1}{2}$ mittlere Entfernung der Molec.

$\sigma^2 = \frac{2\mu^2}{v_0^2 C}$ ~~wie oben angegeben Näherung darf man das~~ $C = \frac{v_0^2}{2}$ setzen?

~~$C = \frac{v_0^2}{2} = \frac{\mu^2}{n_0}$ denn Ellipse~~

angenommen dass man auch hier $C = \frac{v_0^2}{2}$ setzen darf, wird:

$\sigma^2 = \frac{4\mu^2}{v_0^4}$ $\quad \sigma = \frac{2\mu}{v_0^2}$ also verkehrt prop. der abs. Temperatur!

---

ungefähre Berechnung des Einflusses des unteren Gliedes: wenn das ρ von pag 6 genommen wird $= \frac{\sigma}{\sqrt{2}}$ und mit dem ~~wird~~ berechneten Molec. Radius identifiziert wird (nach Loschmidt)

so ist $\left(\frac{\rho}{\delta}\right)^3 =$ idealer Condensations Coefficient

~~das ist $\frac{\sigma}{\delta} = \rho =$~~

also ungefähr für Wasser $= 0{\cdot}001$

$\frac{\rho}{\delta} = \frac{1}{10}$; $\frac{\sigma}{\delta} = \frac{1{\cdot}4}{10} = 0{\cdot}14 = \frac{1}{7}$

~~$\log$~~ $\frac{\log 3{\cdot}5}{7} = \frac{0{\cdot}544}{7} = 0{\cdot}08$ $\quad$ 0·30 / 0·22

wir $A = 0{\cdot}28$

$A = \cos 15^\circ$!

~~$2\rho^2\pi$~~

$\rho^2 = 0{\cdot}44\,\sigma^2$

$\rho = 0{\cdot}76$

dann müsste man noch das Glied mit $x+1$ dazunehmen

also auch in diesem Falle ungefähr verkehrt prop. der absolut Temp.

$$x \log x - (x+1)\log(x+1) = x \log \frac{x}{1+x} - \log(1+x)$$

$$\cancel{= -\left\{ x \log \frac{1+x}{x} + \log(1+x) \right\}}$$

$$\cancel{= -\left\{ x \log\left(1+\frac{1}{x}\right) + \log(1+x) \right\}}$$

innere Reibung: $n l = \frac{1}{4\pi\rho^2}$ $m = 20$ Stoße

$$\nu = \frac{1}{3} m n l v_0 = \frac{m v_0}{4\pi\rho^2}$$

$$\nu = \frac{m}{4\pi} v_0 \frac{1}{\sigma^2\left\{2\ln 2 - \frac{2\sigma}{S}\ln\frac{S}{2\sigma} - \left(\frac{2\sigma}{S}+1\right)\ln\left(\frac{2\sigma}{S}+1\right)\right\}}$$

$$\sigma = \frac{2\mu}{v_0}$$

falsch! es kommt dann: $\frac{m}{4\pi\rho^2}$

$$\frac{d\nu}{dv_0} = \frac{d\nu}{d\rho}\frac{d\rho}{dv_0} = -\frac{m v_0}{2\pi\rho^3}\frac{d\rho}{dv_0}$$

$$\frac{d\rho}{dv_0} = \frac{d\rho}{d\sigma}\frac{d\sigma}{dv_0}$$ auch das ist falsch, weil auch S von v_0 abhängt

$$\rho = \sigma\sqrt{2\ln 2 + \frac{2\sigma}{S}\ln\frac{2\sigma}{S} - \left(\frac{2\sigma}{S}+1\right)}$$

$$\frac{d\rho}{d\sigma} = \frac{\rho}{\sigma} + \frac{\sigma\left\{+\frac{2}{S}\ln\frac{2\sigma}{S} + \frac{2}{S} + \frac{2}{S}\ln\left(\frac{2\sigma}{S}+1\right) + \frac{2}{S}\right\}}{2\sqrt{\ }}$$

$$= \frac{\rho}{\sigma} + \frac{\sigma^2\left\{\ln\left[\frac{2\sigma}{S}\left(\frac{2\sigma}{S}+1\right)\right] + 2\right\}}{S\rho}$$

$$\frac{d\sigma}{dv_0} = -\frac{4\mu}{v_0^3}$$

$$\frac{d\rho}{dv_0} = -\frac{2}{v_0}\left\{\rho + \frac{\sigma^3\left\{2 + \ln\frac{2\sigma}{S}\left(\frac{2\sigma}{S}+1\right)\right\}}{S\rho}\right\}$$

$$\frac{d\nu}{dv_0} = +\frac{2\nu}{\rho}\frac{2}{v_0}\left\{\rho + \frac{\sigma^3\{\quad\}}{S\rho}\right\}$$

$$\frac{1}{\nu}\frac{d\nu}{dv_0} = \frac{4}{v_0}\left\{1 + \frac{\{\quad\}\,\sigma}{S\sigma^2\left[2\ln 2 + \frac{2\sigma}{S}\ln\frac{2\sigma}{S} - \frac{2\sigma}{S}\ln\left(\frac{2\sigma}{S}+1\right)\right]}\right\}$$

$$= \frac{4}{v_0}\,\frac{2\ln 2 \cdot S + 3\sigma\ln\frac{2\sigma}{S} - (\sigma+S)\ln\left(\frac{2\sigma}{S}+1\right) + 2\sigma + \cancel{\sigma\ln\frac{2\sigma}{S}} \cancel{+\sigma\ln\left(\frac{2\sigma}{S}+1\right)}}{S\,\sigma^2}$$

$$\frac{1}{v}\frac{dv}{dv_0} = \frac{4}{v_0} + \frac{4\sigma}{v_0 S}$$

$$\frac{2 + \lg\frac{25}{5} + \lg\left(\frac{25}{5}+1\right)}{2\lg 2 + \frac{25}{5}\lg\frac{25}{5} + \left(\frac{25}{5}+1\right)\lg\left(\frac{25}{5}+1\right)}$$

$$\cancel{\frac{\sigma}{S} = \frac{2\mu}{v_0^2}}$$

$$\frac{M}{m} = n$$

$$n S^3 = 1$$

$$S = \sqrt[3]{\frac{m}{M}} = \sqrt[3]{\frac{m}{n}}\,\sqrt[3]{T} = v^{\frac{7}{2}} \cdot B$$

$$M = \frac{s}{1+\alpha t} = \frac{s}{T}$$

$$\frac{\sigma}{S} = \frac{2\mu}{B\,v^{2+\frac{7}{2}}} = \frac{2\mu}{B\,v_0^{\frac{7}{2}}}\left(\frac{v_0}{v}\right)^{\frac{7}{2}} = \left(\frac{\sigma}{S}\right)_0\left(\frac{v_0}{v}\right)^{\frac{7}{2}}$$

$$\text{zD. } \frac{\sigma}{S} = \frac{1}{7}$$

$$\begin{array}{r} 2.107 \\ -0.447 \\ \hline 1.660 \end{array}$$

$$\begin{array}{r} 1.14 \cdot 0.107 \\ 798 \\ \hline 0122 \\ +0.602 \\ \hline 0.724 \\ -0.064 \\ \hline 0.660 \end{array}$$

$$\frac{4}{v_0}\left\{1 + \frac{1.66}{0.66}\frac{\sigma}{S}\right\}$$

$$= \frac{4}{v_0}\left\{1 + \frac{5}{2}\frac{\sigma}{S}\right\}$$

$$= \frac{4}{v_0}\left\{1 + \frac{5}{14}\left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{7}{2}}\right\}$$

$$\left(\frac{v}{v_0}\right)^2 = \frac{1+\alpha t_0}{1+\alpha t} = \frac{273+t_0}{273+t}$$

$$= 1 + \frac{t_0 - t}{273+t}$$

$$\frac{1}{v}\frac{dv}{dt} = \frac{1}{v}\frac{dv}{dv_0}\frac{dv_0}{dt}$$

$$v_0 = A\sqrt{T}$$

$$= A\left(1 + \frac{\alpha}{2}t\right)$$

$$\frac{1}{v}\frac{dv}{dt} = A\frac{\alpha}{2} = \frac{4}{A}$$

wenn man bloß v_0 als veränderlich annehmen würde:

$$\frac{1}{v}\frac{dv}{dv_0} = \frac{1}{v_0}$$

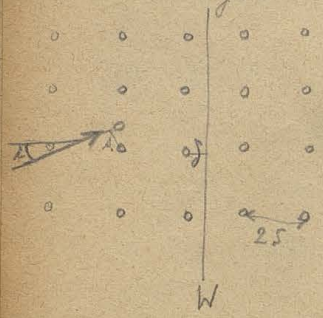
wyjść $1 + \frac{5}{14} = 1.36$

$0.68 \cdot 6^8 \quad 0.5$

Berechnung des Druckes eines solchen Gases

Vereinfachende Annahme:

Molecüle angeordnet in parallelen Schichten mit Distanzen 2δ (würfelartig)



ein Molekül wird unter dem Winkel i hineingeworfen; mit welcher Kraft würde es auf die Wand W treffen?

1). Variation von i $\left[0 \ldots \frac{\pi}{2}\right]$

2). Variation der Abstandes s $\left[0 \ldots \delta \cos i\ (?)\right]$

3). Variation der Distanz δ der Wand von der nächsten Molecülschicht $\left[0 \ldots \delta\right]$

4). Variation der Geschwindigkeit (?)

5). Variation der mittleren Abstände (?)

6). Variation der Neigung der Wand gegen die Schichten

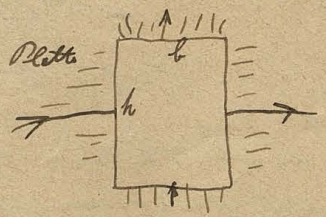
Dies wäre bei Voraussetzung, dass Wirkungssphäre einer Molekül nur bis δ reicht, also 2 Molekül in ihren mittleren Entfernungen keine Wirkung mehr aufeinander ausüben; es sollte sich daher das Gesetz ergeben $p(v-b) = \cancel{const.}\ f(\ldots)$

Wenn man auch diese gegenseitige Anziehung theilweise wenigstens berücksichtigen will, kann man die Annahme machen, dass die Bahn welche ein Molecül unter der anziehenden Wirkung mehrer Molec. beschreibt, durch Superposition (Addition) der einzelnen Bahnen entsteht.

Ad Hall'sches Phänomen:

$e_2 = \frac{R M i_1}{\delta}$ wie groß kann der secundäre Strom im Vergleich zum primären werden?

rechteckige Platte



Widerstand des primären Stromes $= W_1$

" secundären " $= W_2$

$$W_1 = \frac{\alpha b}{h\delta} + w_1 \qquad W_2 = \frac{\alpha h}{b\delta} + w_2$$

$$i_2 = \frac{e_2}{W_2}$$

Arbeitswert des secundär Str. $= A_2 = i_2^2 W_2 = i_2 e_2 = \frac{e_2^2}{W_2} = \frac{R^2 M^2 i_1^2}{\delta^2 W_2}$

$$A_1 = i_1^2 W_1$$

diese werden gleich, wenn $A_1 = A_2 = i_1^2 W_1 = \frac{R^2 M^2 i_1^2}{\delta^2 W_2}$

$$W_1 W_2 = \frac{R^2 M^2}{\delta^2}$$

$$\frac{R^2 M^2}{\delta^2} = \frac{\alpha^2}{\delta^2} + w_1 w_2 + \frac{w_1 \alpha h}{b\delta} + \frac{w_2 \alpha b}{h\delta} \quad \Big\| \quad \frac{1}{\delta^2}\left[\alpha^2 - R^2 M^2\right] + \frac{\alpha}{\delta}\left[\frac{w_1 h}{b} + \frac{w_2 b}{h}\right] + w_1 w_2 = 0$$

daraus δ bestimmbar

---

nach Princip der Erhaltung der Kraft sollte A_2 nicht größer sein dürfen als A_1; nach der Formel könnte dies der Stoffunden, wenn nämlich $W_1 W_2 < \frac{R^2 M^2}{\delta^2}$ $\Big\|$ $\frac{RM}{\delta W_1} \cdot \frac{RM}{\delta W_2} > 1$

ebenso folgt daraus Folgendes

$i_2 = \frac{e_2}{W_2} = \frac{RM}{\delta W_2} i_1$ wenn nun $\frac{RM}{\delta W_2} > 1$ so ist der secundäre Strom stärker als der primäre, daher könnte dieser wieder als primärer verwendet werden etc. (Sparing von Arbeit aus nichts.)

nicht ganz richtig! es müsste auch die elektrom. Kraft gleichzeitig größer sein Widerstände wieder sich addieren

$$RM > \delta W_2 = \frac{\alpha h}{b} + \delta w_2$$

---

daher muss entweder 1). obige Formel falsch sein

oder 2). beim Hall'schen Effect eine Widerstandsvermehrung eintreten respective andere Wärmewirkungen eintreten.

18 Was folgt für die Widerstandsverhältnisse unter Voraussetzung der Richtigkeit der Formel?

~~Widerstand~~ ungünstigster Fall, wenn $w_1 = w_2 = 0$

$$W_1 W_2 = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\delta^2} > \frac{R^2 M^2}{\delta^2}$$

$$\alpha_1 \alpha_2 > R^2 M^2 \qquad \alpha_1 = f(w_1, M)$$

also entweder wird bei starkem M die constante R kleiner oder α größer

falls beide α gleich sind und R constant müsste von einem gewissen M an α proport. M sein!

Was für Bedingungen folgen aus dem II Hauptsatze für Thermoelemente?

die Lötstelle wird erwärmt also die Wärmemenge A von der Temp. θ_1 auf θ_2 gebracht; der dadurch entstehende Strom kann verwendet werden die Wärmemenge B von θ_2 auf θ_3 $\theta_3 > \theta_1$ zu bringen? $\frac{A}{B} = ?$ etc.

Reibung (bei Flüssigkeiten) = R = vs/

v = relat. Geschw. zwischen Flüssigkeit und Gefäßwand

$$R = \mu v$$

$$= \mu \frac{ds}{dt}$$

$$\int_{s_1}^{s_2} R\,dt = \mu(s_2 - s_1)$$

∫ = unabhängig von der ~~Entfernung~~ vorgeschriebenen Geschwindigkeitsverteilung auf dem Weg

$$\int_1^2 R \cos\alpha\, dt = \int_0^1 \mu v \cos\alpha\, dt$$

= unabhängig vom Weg und von der Geschwindigkeit auf demselben, wenn nur der Anfangspunkt und Endpunkt derselbe sind

(Analogon zum Arbeits-Begriff bei Potentialkräften)

$$= F(x)$$

$$\frac{\int_1^2 R\cos\alpha - \int_1^{2-\delta} R\cos\alpha\, dt}{\delta} =$$

δ = Weg

$$= \frac{1}{\delta}\int_{2-\delta}^{2} R\cos\alpha\, dt = \frac{\partial F}{\partial s} = \frac{1}{v\,\tau} R\cos\alpha \cdot \tau = \frac{\mu v}{\delta}\cos\alpha$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} = R\cos\alpha = \text{Comp. von } R \text{ in } v$$

$$R\,ds = \checkmark = \mu s \frac{ds}{dt} = \frac{\mu}{2}\frac{ds^2}{dt}$$

$$\int_{t_1}^{t_2} R\,dt$$

Kirchhoff'sches Gesetz (Clausius)

$\left(\frac{E}{A}\right) = \varphi(t, \lambda, n)_{\text{des Aethers}}$ φ für alle Körper gleich

n ist für die verschiedene Wellenlänge verschieden

$\varphi n_1 : \varphi n_2 = n_1^2 : n_2^2$ Jeder Körper strahlt mit seinen innere Theilen aus seinem eigenen Aether

Anomale Dispersion – Absorption?

Absolutes Emissionsvermögen eines schwarzen Körpes im Aetherraum $(n_\lambda) = f(t, \lambda) \cdot n_\lambda^2$

" " " farbigen " " " $E_{\lambda t} = A_{\lambda t} \cdot f(t, \lambda)\, n_\lambda^2$

Gehört die elastische Nachwirkung unter Reibungs-bewegungen, welche also kein Potential haben oder nicht?

Ist ~~Reibung~~ innere Reibung vorhanden innerhalb der Grenze der elastischen Vollkommenheit und der Nachwirkung? Sind das Erwarte auf welche der II Hauptsatz Anwendg. findet?

Vielleicht tritt innere Reibung nur bei bleiben der Deformation des Körpes auf?

Ist bleibende Deformation nur von die Größe des Druckes oder auch dessen Verschiedener der Einwirkung abhängig? Jedenfalls das letztere. Bei großen Drucken, welche den Grenzdrucke nahe sind, beobachtet man ein formloses Fließen wie das von zähen Flüssigkeiten (Pressen von Bleiröhren). Dann kann man Deformation der Zeit proportional setzen

Diese Bewegung kann man dann direct als Zähigkeits-Bewegg. auffassen also gewöhnliche innere Reibungskräfte ein führen.

Es muss dann in jedem Momente (wenn stationäre Bewegung)

Reibungskraft = Druckkraft sein; wenn nun Voraussetzg., dass Reibung proportional der Deformationsgeschwindigkeit (wie bei Flüssigkeiten) so (Dc)

$C \frac{dx}{dt} = P$ daraus würde folgen, dass bleibende Deformation proportional Zeit × Druck

Über diese Deformation superponirt sich noch die zweitige Elastische Defo

Dies ist dann jedenfalls nur bei so großen Drucken giltig.

Anmerkung: Eine bleibende Deformation (D_v) wird nicht nur durch die wirkende Kraft (also nicht den Druck) verursacht (diese muß der Zeit proportional sein) sondern auch insbesondere während des Anwachsens der Kraft, also während des Anwachsens der vorübergehenden elastischen Deformation an ihren vollen Wertes.

vD. Beispiel in Winkelmann pag 218 wird dadurch erklärt

beobachtete Gesamtdeformation = elastische (vorübergeh) + dauernde Defor

$$X_{\parallel} = x + D_v$$

endgültige dauernde Deformation $D_p = 2D_v$

↑ jeweilig

angenommen es ist D_c verschwindend klein, und D_v für das A und Abspannungsgewicht unterscheidend ov P

$$x = \frac{P}{E} \qquad D_v = \frac{P}{\varepsilon}$$

$$X_1 = X - D_v$$

$$X_2 = X + D_v$$

$$\frac{X_1 + X_2}{2} = X = P\left(\frac{1}{E} + \frac{1}{\varepsilon}\right)$$ also Kraft prop. dem ersten Drittel von

Diese Art Def. beruht darauf, daß die ~~Atome~~ Molekeln bestrebt der wirkenden Kraft nachzugeben wenn die einzelnen Molekeln in Bewegung sind. Daher wird vD. dauernde Def bei Torsion durch gleichartige Längsdehnung vermehrt. (Ebenso durch Stöße)

(Dies ist jedenfalls bei kleinen Drucken viel größer als die entsprechende D_0 (flüssige Deformation).

Ein Modell welches dies versinnlichen soll:

Ein Körper liegt auf einer Ebene die, im Ozustande horizontal, um eine Axe die in ihr liegt gedreht werden kann; proportional mit dem Drehungswinkel wird der Körper durch eine Stange in der Richtung ∥ der Axe verschoben. Diese Verschiebung = elast Verschiebung, Abstand von der Axe = permanente Deformation

Daher oben zu beachten: W. Weber (Wiedeler p. 321) (p. 269–70)

Je öfter dieselbe elastische Verschiebg. stattfindet, desto geringer wird der jedesmalige Zuwachs der permanenten Deformation. Also asymptotische Annäherung ~~zum Maximal~~ an eine dem jeweiligen Grenz-Deformation (oder Grenz Druck) entsprechende Elastizitätsgrenze? Daher Deformation D_e

Zum Vergleich $D_e - D_v = \frac{1}{\int_0^{\infty} p^2 dt}$

Wir denken uns folgenden nicht umkehrbaren Kreisprocess: mit punktirt sichtbar

Körper wird bei Temperatur T_1 ~~(in Bewegung)~~ trocknet, so dass die Torsionskräfte ~~die schon den Kraft P_1 ausgeübt, wobei~~ die Arbeit

$$A_1 = \frac{P_1^2}{2k_2} = \frac{s_1 P_1}{2} = \frac{s_1^2 k_2}{2}$$

aufwenden, kühlt ab $= Q_1$ ~~sich dabei~~, ~~dann~~ wenn bleibende Deformation zu vernachlässigen ist; darauf erwärmt; dadurch vermindert sich k_2, was nicht in Betracht kommt, aber auch die ~~Fortpflanz~~ Elastizitätsgrenze in noch stärkere Stärke, so dass immer mehr Deformation permanent wird; wenn bis zum Schmelzpunkt erwärmt ist, ist gar keine elastische Kraft mehr übrig.

$$Q_1 = \int_0^{P_1} \frac{T_1 P}{J k_2^2} \left(\frac{\partial k_2}{\partial T}\right)_p dP = \frac{P_1^2}{2k_2^2} \cdot \frac{T_1}{J}\left(\frac{\partial k_2}{\partial T_1}\right)$$

dies ist meist viel kleiner als A_1

Infolge Verminderung von k_2: bei Temp. T_2 kann der Körper nur noch die Arbeit leisten:

$$A_2 = \frac{s_1^2 k_2'}{2} = A_1 \frac{k_2'}{k_2} = A_1\left[1 - \frac{1}{k_2}\int_{T_1}^{T_2} \frac{\partial k_2}{\partial T_1} dT\right]$$

und würde sich dabei um Q_2 erwärmen $= P$.

daher muss die spec. Wärme des torderten Körpers (mit Vernachlässigung) der Strahlung genügen

$$c_T dT + \frac{1}{J k_2}\left(\frac{\partial k_2}{\partial T_1}\right) dT = c\, dT$$

Unbedeutend? insoweit keine perman. Deform.

$$c_T = c - \frac{1}{J k_2}\left(\frac{\partial k_2}{\partial T}\right)$$

ebenso bei Volum-Modul

Was folgt daraus wenn man Körper unter hohen inneren Druck stützend ausreckt?

Dieses könnte man aus α und der Änderung des Volum-Modulus mit Temp. berechnen

Berechnung des Volum-Modulus k_1 und seiner Änderung mit wachsender Temperatur. (aus Längs- und Torsionsmodul E, k_2)

$$k_1 = \frac{E}{3(1-2\mu)} \qquad k_2 = \frac{E}{2(1+\mu)} \qquad \Big\| \quad k_1 = \frac{k_2 E}{3(3k_2 - E)}$$

$$\log k_1 = \log E - \log(1-2\mu) - \log 3 \qquad \Big\| \quad \log k_2 = \log E - \log(1+\mu) - \log 2$$

$$\frac{dk_1}{k_1} = \frac{dE}{E} + \frac{2\,d\mu}{1-2\mu} \qquad \frac{dk_2}{k_2} = \frac{dE}{E} - \frac{d\mu}{1+\mu}$$

$$= \frac{dE}{E} + \frac{6k_1}{E}\,d\mu \qquad = \frac{dE}{E} - \frac{2k_2}{E}\,d\mu$$

$$\frac{d\mu}{E} = \frac{1}{2k_2}\left\{\frac{dE}{E} - \frac{dk_2}{k_2}\right\}$$

$$\frac{dk_1}{k_1} = \frac{dE}{E} + \frac{3k_1}{k_2}\left(\frac{dE}{E} - \frac{dk_2}{k_2}\right)$$

$$= \frac{3k_1 + k_2}{k_2}\,\frac{dE}{E} - \frac{3k_1}{k_2}\,\frac{dk_2}{k_2}$$

$$= \frac{dE}{E} + \frac{E}{3k_2 - E}\left(\frac{dE}{E} - \frac{dk_2}{k_2}\right) = \frac{3k_2}{3k_2 - E}\,\frac{dE}{E} - \frac{E}{3k_2 - E}\,\frac{dk_2}{k_2}$$

$$= \frac{3k_2^2\,dE - E^2\,dk_2}{E k_2 (3k_2 - E)}$$

$$dk_1 = \frac{3k_2^2\,dE - E^2\,dk_2}{3(3k_2 - E)^2}$$ viel kürzen durch Diff. ver.

W. Eisen nach Kotarelosh pag. 242, 271

$$\left(\frac{dE}{E}\right)_0^{100^\circ} = -2{\cdot}33\,\% \quad \Big| \quad \left(\frac{dk_2}{k_2}\right)_0^{100^\circ} = -3{\cdot}10\,\% \quad \Big| \quad E = 19024 \quad \Big| \quad k_2 = 7505$$

$$k_1 = \frac{k_2 E}{3(3k_2 - E)} = \frac{19024 \cdot 7505}{3(22515 - 19024)} = \frac{19024 \cdot 7505}{3491}$$

$$\begin{array}{r} 19024 \cdot 7505 \\ 133168 \\ 9512 \\ 95 \\ \hline 142775 : 10473 = 13633 \\ 38045 \\ 6626 \\ 342 \\ 28 \end{array}$$

$$-\frac{dk_1}{13633} = 0{\cdot}0233 + \frac{19024}{3491}\,(\underbrace{0{\cdot}0233 - 0{\cdot}0310}_{= -0{\cdot}0077})$$

$$\begin{array}{r} 0{\cdot}04196 \\ -0{\cdot}0233 \\ \hline \end{array}$$

$$\begin{array}{r} 133168 \\ 13317 \\ \hline 146485 \\ 6845 \\ 3054 \\ 212 \end{array} : 3491 = 0{\cdot}4196$$

$$\frac{dk_1}{k_1} = +0{\cdot}0177\ !$$

merkwürdig! pag 242, 248

$$\begin{array}{r} 74 \\ 259 \\ \hline 4929 \\ 37 \end{array} : 23 = 431$$

$$\frac{dk_1}{k_1} = \frac{dE}{E} + \frac{2\,d\mu}{1-2\mu} = -0{\cdot}0233 + 2\,\frac{0{\cdot}27}{1-2.0{\cdot}27}\,0{\cdot}037 = 0{\cdot}037\,.\,\frac{0{\cdot}54}{0{\cdot}46} - 0{\cdot}0233$$

$$= \begin{array}{r} 0{\cdot}0434 \\ -0{\cdot}0233 \\ \hline +0{\cdot}020 \end{array}$$

Platin:

$$\frac{dk_1}{k_1} = -\overset{0{\cdot}026}{0{\cdot}0089} + 2\,\frac{0{\cdot}16}{1-2.0{\cdot}16}\,0{\cdot}055 \qquad 0{\cdot}16.0{\cdot}11 = 0{\cdot}016 : 0{\cdot}68 = 0{\cdot}026$$

$$= +0{\cdot}017$$

Gold:

$$\frac{dk_1}{k_1} = -0{\cdot}0292 + 2\,\frac{0{\cdot}17}{1-2.0{\cdot}17}\,0{\cdot}025 \qquad 0{\cdot}17.0{\cdot}05 = 0{\cdot}0085 : 0{\cdot}66 = 0{\cdot}0129$$

$$\overset{0{\cdot}0429}{}$$

$$= -0{\cdot}0163\ !\ ?$$

Silber

$$\frac{dk_1}{k_1} = -\overset{0{\cdot}342}{0{\cdot}0397} + 2\,\frac{0{\cdot}37}{1-2.0{\cdot}37}\,0{\cdot}122$$

$$\begin{array}{r} 74 \\ 148 \\ \hline 148 \end{array}$$

$$= +0{\cdot}307 \qquad 0{\cdot}09028 : 0{\cdot}26 = 0{\cdot}347$$

$$\begin{array}{r} 122 \\ 188 \end{array}$$

$$\text{Neusilber} = -\overset{0{\cdot}066}{0{\cdot}0343} + 2\,\frac{0{\cdot}33}{1-2.0{\cdot}33}\,0{\cdot}034 \qquad 0{\cdot}66.0{\cdot}034 : 0{\cdot}34 = 0{\cdot}066$$

$$= +0{\cdot}032$$

$$\text{Aluminium} = -0{\cdot}195 + 2\,\frac{0{\cdot}13}{1-2.0{\cdot}13}\,.\,0{\cdot}157 \qquad 0{\cdot}26.0{\cdot}157 =$$

$$\begin{array}{r} 314 \\ 0{\cdot}42 \\ \hline 0{\cdot}04082 \\ 242 \end{array} : 0{\cdot}64 = 0{\cdot}064$$

$$= -0{\cdot}131$$

Dessing: $-\overset{0.205}{0.0421} + 2\frac{0.42}{1-2\cdot 0.42}\,0.039 \qquad \frac{0.84\cdot 0.039}{0.21} : \frac{0.16}{0.04} = \frac{78}{0.0081} : 0.04 = 0.205$

$= +0.163$

Es scheint dass bei den meisten Körpern [mit Ausnahme mancher, welche ein abnorm kleines μ haben — wenn daher keine Verunstaltung —] der Volum-Modul mit wachsender Temperatur zunehmen! also Compressibilität abnehmen, entgegengesetzt wie bei meisten Flüssigkeiten. Es wäre sehr wichtig, darüber directe Versuche zu machen!

Ob bei Längsdehnung Abkühlg oder Erwärmg eintritt und wie viel, hängt ab von Änderung des Längs-Moduls mit der Temp.

~~Ebenso~~ Analog die ~~durch~~ Torsion erzeugte Abkühlg.

Aus einer ~~aus~~ Längsdehnung und ~~aus~~ entsprechenden scherenden (Torsions)-Kräften lässt sich aber eine reine Volums-Änderg. zusammensetzen. Die ~~die~~ daher auftretende Wärme wird durch den Ausdehnungs-Coëfficienten (und wahrscheinlich die Änderung des Volums-Moduls mit der Temp.) bestimmt, andererseits durch Zusammensetzg. aus den erwähnten Wärme-Änderungen. Daraus lässt sich Zusammenhang zwischen jener Größe ableiten.

1). Was für Wärme-Erscheinungen treten bei Volums-Compression eines ~~bereits unter dem Drucke k, stehenden~~ (ungedrückten) Körpers auf?

α). Im natürlichen Zustande wird (Lang pp. 953, 962) und dp der Körper bei Compression eine Wärmemenge abgeben

$$dQ = -\frac{I}{J}\alpha v_0\, dp$$

β). Wenn der Körper schon unter dem Drucke k, steht, wird noch die Änderg des Volum-Moduls mit der Temp. dazukommen.

2). Der elastische Druck dp kann ersetzt werden durch einen Längsdruck von der Größe $3dp$ und zwei Scherungen um aufeinander $\perp$ Achsen von je dp (jede ersetzbar durch Druck und $\perp$ darauf tg)

3). Durch den Längsdruck $dZ = 3dp$ wird eine Wärmemenge dQ_1 abgegeben

nach Lang pg. 971

$$\frac{dQ_1}{} = -\frac{T\,Z}{J E^2}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right) dZ$$

Z ist also $= 0$ resp. ∞ klein

falsch! das Wärmemenge ist ∞ klein zweiter Ordg!

es sollte also bei der Längsdehng keine Wärme-Änderg erfolgen, wir dürfen erst bei den nachfolgenden scherenden Kräften und zwar $-\frac{T}{J}\alpha v_0 dp$! Merkwürdig!

Superposition wäre da also nicht richtig.

Die Arbeit der destischen Kräfte bei der Compression ist aber auch ∞ klein zweiter Ordnung und trotzdem soll eine Wärmemenge geliefert werden, welche ∞ klein I Ordg ist?!

Versuchen dann können wir:

I Obige Formel (aus Lang pg. 971) ist falsch, denn:

Arbeit bei Längsdehnung beim Wachsen des Druckes von Z auf $Z + dZ$ ist:

$$q Z \cdot \frac{l\,dZ}{E} = \frac{v_0 Z \cdot dZ}{E}$$

also nach Clapeyron's Forml

[mit Annäherung, indem man die Abhg von q und l vernachlässigt, ebenso die Abhg von α von Z

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial Z}\right)_T = \frac{T}{J}\left[\frac{\partial\left(\frac{v_0 Z}{E}\right)}{\partial T}\right]_Z = \frac{Z\,T}{J}\left[\frac{1}{E}\left(\frac{\partial v_0}{\partial T}\right)_Z - \frac{v_0}{E^2}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_Z\right]$$

$$= \frac{T}{J}\frac{Z}{E} v_0 \left[\underbrace{\alpha - \frac{1}{E}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_Z}_{>0}\right]$$

der erste Posten ist oben weggelassen; allerdings ist er bei den meisten Stoffen bedeutend kleiner als der zweite.

Aus dieser Formel folgt übrigens:

$$Q = \frac{Z^2}{2}\frac{T v_0}{J E}\left[\underbrace{\alpha - \frac{1}{E}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_Z}_{>0}\right] = A\frac{T}{J}\left[\alpha - \frac{1}{E}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)\right]$$

also immer ~~[illegible]~~ T Abkühlg bei steigendem Druck oder Zug

(A = gesammte Arbeits aufwand bei Dehng)

II Der Torsion: (eines Cylinders)

Arbeit bei Erhöhung der tordirenden Kraft von S auf $S+dS$: (Winkelm. p. 270) (pro cm Cylinderlänge)

$$dA = S \cdot l \frac{2}{\pi} \frac{dS\, l}{k_2} \frac{I}{R^4} = \frac{2 M I}{\pi k_2 R^4}\, dM \qquad \text{wenn } Sl = \text{Moment} = M$$

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial M}\right)_T = \frac{T}{J} \frac{2M}{\pi} \left[\frac{\partial \frac{I}{k_2 R^4}}{\partial T}\right]_M = \frac{1}{k_2 R^4} \underbrace{\frac{\partial I}{\partial T}}_{=\frac{I\alpha}{3}} - \frac{I}{k_2^2 R^4} \frac{\partial k_2}{\partial T} - \frac{4 I}{k_2 R^5} \underbrace{\frac{\partial R}{\partial T}}_{\frac{R\alpha}{3}}$$

$$= \frac{T}{J} \frac{2M}{\pi} \left[-\frac{I \alpha}{k_2 R^4} - \frac{I}{k_2^2 R^4} \frac{\partial k_2}{\partial T} \right]$$

$$= \frac{T}{J} \frac{2 M I}{\pi k_2 R^4} \left[-\alpha - \frac{1}{k_2} \left(\frac{\partial k_2}{\partial T}\right)_M \right]$$

$$\varphi = M^2 \frac{T}{J} \frac{I}{\pi k_2 R^4} [\ \ ] = A \frac{T}{J} \left[-\alpha - \frac{1}{k_2} \left(\frac{\partial k_2}{\partial T}\right)_M \right]$$

III Der Compression: (eines Würfels)

Arbeit der comprimirenden Kräfte von P auf $P+dP$: (pro cm³)

$$dA = \frac{P v}{k_1} = P\, dv = \frac{P}{k_1} v_0 \cdot dP = k_1 \left(\frac{v}{v_0} - 1\right) dv$$

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial P}\right)_T = \frac{T}{J} P \left[\frac{\partial \left(\frac{v_0}{k_1}\right)}{\partial T}\right]_P = \frac{T}{J} \frac{P v_0}{k_1} \left[\alpha - \frac{1}{k_1} \left(\frac{\partial k_1}{\partial T}\right)_P \right]$$

$$\varphi = \frac{P^2}{2} \frac{T v_0}{J k_1} [\ \ ] = A \frac{T}{J} \left[\alpha - \frac{1}{k_1} \left(\frac{\partial k_1}{\partial T}\right)_P \right]$$

Damit wäre also doch die Wärmemenge von zweiter Ordng. ebenso wie bei Längdehnung; wenn man aber die erste Form nimmt und direkt den Clapeyron'schen Satz anwendet, so kommt:

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial P}\right)_T = -\frac{T}{J} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = -\frac{T}{J} v \alpha_P \qquad \Big| \qquad \varphi = -\frac{T}{J} P v \alpha_P$$

Wo liegt der Fehler? Gebraucht man die dritte Form so kommt noch etwas anderes heraus!

Vielleicht weil P allein den Zustand noch nicht eindeutig bestimmt?

Ad I Anders ausgedrückt: $-dA = \varrho Z\, dl$ $\qquad l = l_0 + \frac{l_0 Z}{E}$

$$\frac{\partial Q}{\partial(\varrho Z)} = +\frac{T}{J}\left(\frac{\partial l}{\partial T}\right)_{\varrho Z} \qquad \left(\frac{\partial l}{\partial T}\right)_Z = \frac{\alpha}{3} l - \frac{l Z}{E^2}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial Z} = +\frac{T}{J} v\left[\frac{\alpha}{3} - \frac{Z}{E^2}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)\right]$$ wenn Änderung von ϱ vernachlässigt

wenn man die Änderung von ϱ mit berücksichtigt, wird: α nennen wir den cubischen Ausdehnungskoeffizient!

und statt Z den Gesammtdruck B einführt

$$l = l_0 + \frac{l_0 B}{\varrho_0 E} \qquad \cancel{dl = \frac{l_0}{\varrho_0 E} dB} \qquad \cancel{dA = B \frac{l_0}{\varrho_0 E} dB}$$

$$\cancel{\left(\frac{\partial Q}{\partial B}\right) = -\frac{T}{J}\left[\frac{\partial \frac{l_0 B}{\varrho_0 E}}{\partial T}\right]_B = -\frac{T}{J} B} \qquad dA = B\, dl = \frac{l_0}{\varrho_0 E} B\, dB$$

$$\alpha' = \alpha + \frac{B}{\varrho}\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_t}\right) = \alpha + \frac{B}{\varrho}\frac{\partial \frac{1}{E}}{\partial t} = \alpha - \frac{B}{\varrho E^2}\frac{\partial E}{\partial T}$$

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial B}\right) = +\frac{T}{J}\left(\frac{\partial l}{\partial T}\right)_B \qquad \left(\frac{\partial l}{\partial T}\right)_B = l_0\left[\frac{\alpha}{3} - \frac{B}{\varrho E^2}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_B\right]$$

$$= +\frac{T}{J} l_0\left[\frac{\alpha}{3} - \frac{B}{\varrho E^2}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_B\right]$$ also ebenso wie oben

---

Ad II: Arbeit = Torsions-Moment × Winkel

$$dA = -\Theta\, d\varphi \qquad \varphi = \frac{\Theta}{k_2}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial \Theta} = +\frac{T}{J}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial T}\right)_\Theta = +\frac{T}{J}\frac{\Theta}{k_2^2}\left(\frac{\partial k_2}{\partial T}\right)_\Theta$$

also natürlich bei + und − Kräften gleiche Wärmeänderung und zwar Abkühlung!

$$Q = \frac{\Theta^2}{2}\frac{T}{J}\frac{1}{k_2^2}\left(\frac{\partial k_2}{\partial T}\right)_\Theta = A\frac{T}{J}\frac{1}{k_2}\left(\frac{\partial k_2}{\partial T}\right)$$ ebenso bei scherenden Kräften weil immer Arbeit = Winkel

---

Ad I: $$Q = +\frac{T}{J} l_0 B\left[\frac{\alpha}{3} - \frac{B}{2\varrho E^2}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)\right] = +\frac{T}{J}\left[l_0 B\frac{\alpha}{3} + \frac{A_1}{E}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)\right]$$

also natürlich verschieden bei Druck und Zug; bei kleinen Drucken ~~Abkühlung~~ Erwärmung, bei Zug ~~Erwärmung~~ Abkühlung, bei grossen in beiden Fällen ~~Erwärmung~~ Abkühlung.

sollen die Werte nicht vereinfacht sein?

Ad III $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial p}\right)_T = -\frac{T}{J}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ $\quad v = v_0\left(1-\frac{P}{k_1}\right)$

$$\frac{\partial v}{\partial T} = \underbrace{\frac{\partial v_0}{\partial T}}_{\alpha v_0}\left(1-\frac{P}{k_1}\right) + v_0\frac{P}{k_1^2}\frac{\partial k_1}{\partial T}$$

$$= -\frac{T}{J}v\left[\alpha + \frac{P}{k_1^2}\frac{\partial k_1}{\partial T}\right]$$

also bei kleinen Drücken Erwärmung bei steigendem Druck

$$\varphi = -\frac{T}{J}\left[v\alpha P + \frac{A}{k_1}\frac{\partial k_1}{\partial T}\right]$$

Für gewöhnlich wird also Erwärmung eintreten; ob auch Abkühlung stattfinden kann hängt von $\frac{\partial k_1}{\partial T}$ ab.

N. Aluminium $\quad 0'00234 = \frac{P}{k_1}\,0'131$ $\quad k_1 = \frac{k_2 E}{3(3k_2 - E)}$

$P = 0'017\,k_1$

$$\begin{array}{r} 10950 \\ -\ 7540 \\ \hline 2510 \\ 7530 \end{array} \qquad k_1 = 3350$$

Sobald der Druck größer wird sollte $= 570$ Abkühlung eintreten! Allerdings wird dann $\frac{\partial k_1}{\partial T}$ schon ganz andere Werte haben

---

Wir stellen uns vor, dass die Molecüle des Körpers ~~durch~~ anziehenden Kräften F unterliegen, aber durch die lebendige Kraft der Wärmebewegung K (und Selbst-Rotation R) auseinandergehalten werden.

Also bei jedem Druck und Temperatur:

$$F(T,v) - K(T,v) - R(T,v) + D = 0$$

äußerer Druck

+ Capillarkräfte? sind schon in F enthalten

v ist seinerseits wieder abhängig von T und D

F stellen wir uns vor nur abhängig von der Entfernung der Mole. also von v

dann ist $\frac{\partial F}{\partial T} = 0$ also $\left(\frac{\partial K}{\partial T}\right)_v + \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_v = 0$

andererseits wenn T und D als unabhängig Variabel angenommen:

$$\left[\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_D - \left(\frac{\partial K}{\partial T}\right)_D - \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_D\right]dT + \left[\left(\frac{\partial F}{\partial D}\right)_T - \left(\frac{\partial K}{\partial D}\right)_T - \left(\frac{\partial R}{\partial D}\right)_T + 1\right]dD = 0$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_D = \left(\frac{\partial K}{\partial T}\right)_D + \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_D$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial D}\right)_T = \left(\frac{\partial K}{\partial D}\right)_T + \left(\frac{\partial R}{\partial D}\right)_T - 1$$

bei const. T hängt diese nur insoweit von D ab, als ~~von~~ diesem das v abhängt

$$\left(\frac{\partial F}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial K}{\partial v}\right)_T + \left(\frac{\partial R}{\partial v}\right)_T - \left(\frac{\partial D}{\partial v}\right)_T$$

obige Formeln: $\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_D$ hängt nur insofern von T ab, als davon das v abhängt

$$\left(\frac{\partial F}{\partial v}\right)_D \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_D = \left(\frac{\partial K}{\partial T}\right)_D + \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_D$$

$$= \left[\left(\frac{\partial K}{\partial v}\right)_D + \left(\frac{\partial R}{\partial v}\right)_D\right]\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_D + \left(\frac{\partial K}{\partial T}\right)_{v,D} + \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_{v,D}$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial v}\right)_D = \left(\frac{\partial K}{\partial v}\right)_D + \left(\frac{\partial R}{\partial v}\right)_D + \left[\left(\frac{\partial K}{\partial T}\right)_{v,D} + \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_{v,D}\right]\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_D$$

Welchen Einfluss hat die Erwärmg. etc. infolge der Dehnung auf die Druckdurchbiegung

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{E}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)\frac{q}{c\,v\,s} = \frac{1}{c\,v\,s}\,\frac{1}{E}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)\frac{T}{J}\,\vartheta\,Z\left[\frac{\alpha}{3} - \frac{Z}{2E^2}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)\right]$$

$$= \frac{1}{c\,s}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)\frac{T}{J}\,\Delta l\left[\frac{\alpha}{3} - \frac{\Delta l}{2}\,\frac{1}{E}\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)\right]$$

Bei Eisen direkt

$l = 1000$, $q = 1$, $P = 10^{kg}$ ~~also Z =~~

also $\Delta l = \frac{10}{20000} = 0{\cdot}0005\,m = 0{\cdot}5\,mm$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0{\cdot}000376 \cdot 300 \cdot 0{\cdot}000012 \cdot 0{\cdot}05}{0{\cdot}114 \cdot 77 \cdot 42\,000000}$$

$$= \frac{276 \cdot 6 \cdot 0{\cdot}000012 \cdot 1}{19\,114 \cdot 77 \cdot 10} = \frac{1}{1400} = 0{\cdot}0007$$

ist also äquivalent einem Fehler in der Temperatur von ca. 2^0, somit bei sehr genauen Messungen noch zu berücksichtigen!

Langley fand das Maximum der Wärmewirkung des Sonnenspectrums bei Anwendung von Steinsalz-Prisma im Ultrarot, bei Gitterspectren im ~~Ultrarot~~ sichtbaren Teil. (Winkelmann 226)

Dies erklärt sich leicht aus der Art der Wärmemessung mit dem Bolometer; es wird in Wirklichkeit ein Mittelwert gemessen, der zugleich von dem Dispersions-Gesetz abhängt.

Wärmewirkung proportional $W = \int_{x}^{x'} J\,dx$

J = gesamte wirkl. Intensität der Strahlen der betreffenden Wellenlänge $= f(\lambda)$

$$= \int_{\lambda}^{\lambda'} f(\lambda)\,\frac{dx}{d\lambda}\,d\lambda \;\infty\; \int_{\lambda}^{\lambda'} f(\lambda)\,\frac{d\alpha}{d\lambda}\,d\lambda$$

$\lambda' = \lambda + \lambda$

gemessen wird $f(\lambda)\,d\alpha$. daraus ergibt sich $f(\lambda)\,d\lambda = \frac{W}{\frac{d\alpha}{d\lambda}}$

[nur dieses gibt Gesamt-Intensität als $\int J\,d\lambda$]

beim Ätherspectrum ist der violette Theil sehr stark zusammengedrückt; daher dessen Dichtigkeit gross.

[Interessant in dieser Art die Resultate Langley's zu bearbeiten pag 230 !!!]

Nach obiger Formel wäre die wahre Intensitätsvertheilung zu rechnen.

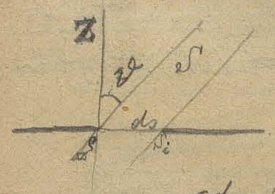
Ist Russ auch für Wärme der schwarzeste Körper?

Bei der gewöhnlichen Wärmeleitungs-Theorie wird die Durchstrahlung des Körpers von Schicht zu Schicht gar nicht berücksichtigt. Wird bei Gasen sich viel wichtiger sein als Leitung.

~~Annahme Temperatur Gefälle in Linie nach X Axe.~~

~~$T = ax + b$ dann wird der Einfluss der Strahlung~~

Wie modificiren sich die Formeln unter Annahme, dass die Strahlung nicht von der Oberfläche sondern aus dem Innern erfolgt? Dabei theilweise Reflexion an der Oberfläche. Von welcher Intensität ist das unter einem bestimmten ϑ ausgehende Strahlung?



Strahlung ~~[illegible]~~ unter Theil der Oberfläche

$$S_i = \iiint_0^\infty \varepsilon\, e^{-\rho\alpha}\, dv \qquad \rho = \frac{\xi}{\cos\vartheta'} \qquad dv = d\xi\, d\eta\, d\zeta$$

$$= \varepsilon\, ds \int_0^\infty e^{-\rho\alpha}\, d\xi = \varepsilon\, ds \int_0^\infty e^{-\frac{\xi\alpha}{\cos\vartheta'}}\, d\xi = +\varepsilon\, ds \left.\frac{e^{-\frac{\xi\alpha}{\cos\vartheta'}}}{-\frac{\alpha}{\cos\vartheta'}}\right|_0^\infty = \frac{\varepsilon\, ds \cos\vartheta'}{\alpha}$$

ε = wirkliches Emissions Vermögen eines Volumelements

α = " Absorptions " " "

$\frac{S_i}{2}$ ist ∥ Einfalls Ebene polarisirt

$\frac{S_i}{2}$ ⊥ " " also nach Fresnel'schen Formeln ist

parallel der einfallenden Bewegungsrichtung

$$S_p = \frac{1}{2} S_i \left[\frac{2 \sin\theta \cos\theta'}{\sin(\theta+\theta') \cos(\theta-\theta')}\right]^2$$

$$S_s = \frac{1}{2} S_i \left[\frac{2 \sin\theta \cos\theta'}{\sin(\theta+\theta')}\right]^2$$

Verhältnis $\frac{S_s}{S_p} = \cos^2(\theta-\theta')$

$\cos^2\theta = \cos^2\theta = 1 + 2\cos^2\theta$

$$S = S_p + S_s = \frac{1}{2} S_i \left[\frac{2 \sin\theta \cos\theta'}{\sin(\theta+\theta')}\right]^2 \left[1 + \frac{1}{\cos^2(\theta-\theta')}\right]$$

$$= 2 S_i \frac{1 + \frac{1}{\cos^2(\theta-\theta')}}{\left(1 + \frac{\operatorname{tg}\theta'}{\operatorname{tg}\theta}\right)^2}$$

das Cosinus Gesetz gilt nicht (Lambert)

Für $\theta = \theta' = 0$

$$S = 4 S_i \frac{1}{\left(1 + \frac{\operatorname{tg}\theta'}{\operatorname{tg}\theta}\right)^2} = \frac{4 S_i}{\left(1 + \frac{\sin\theta'}{\sin\theta}\right)^2} = \frac{4 S_i}{\left(1 + \frac{1}{n}\right)^2}$$

Siehe Winkelm. pag. 751

$$S_p = \frac{1}{2} S_i \frac{\sin 2\theta \sin 2\theta'}{\sin^2(\theta+\theta')}$$

$$S_s = \frac{1}{2} S_i \frac{\sin 2\theta \sin 2\theta'}{\sin^2(\theta+\theta') \cos^2(\theta-\theta')}$$

~~Verhältnis $\frac{S_s}{S_p} = \frac{\sin 2\theta \sin 2\theta' \cos^2(\theta-\theta') \sin^2(\theta+\theta')}{\sin^2(\theta+\theta') \sin 2\theta \sin 2\theta' \cos^2(\theta-\theta')}$~~

~~$= \frac{\sin 2\theta \sin 2\theta'}{\operatorname{tg}(\theta-\theta') \cos^2(\theta+\theta')}$~~

Verhältnis

$\frac{S_s}{S_p} = \cos^2(\theta+\theta')$

$$S = \frac{1}{2}(S_p + S_s)$$

Für $\theta = \theta' = 0$

$$S_p = S_s = \frac{1}{2} S_i \frac{4n}{(1+n)^2}$$

$$S = S_i \frac{4n}{(1+n)^2} = \frac{E}{\alpha} \frac{4n}{(1+n)^2} \, ds$$

Gesammte eingestrahlte Wärme:

$$\Sigma = \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\varepsilon}{2\alpha}\, ds \cos\theta' \, \frac{\sin 2\theta \sin 2\theta'}{\sin^2(\theta+\theta')} \left[1 + \frac{1}{\cos^2(\theta-\theta')}\right] \sin\theta \, d\theta$$

$$= \frac{n\,\varepsilon\, ds}{\alpha} f(n)$$

$f(n)$ lässt sich ausrechnen durch Substit. $\cos\theta = x$ und Zerlegen in Partialbrüche, Rationalisieren etc. als complexes Ausdruck [geschlossene rationale $f_r(n)$ + logarithmisch. absolutes].

$$f(n) = f_r(n) + f_s(n).$$

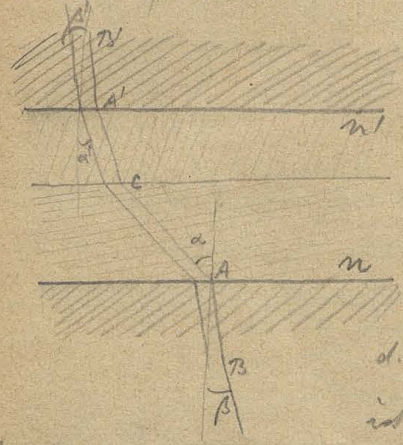
$$f_r(n) = \frac{\frac{1}{2}\left[(n^2-1)^2 + \frac{3}{2}(n^2-1) + \frac{2}{3}\right] - \left[(n^2-1)^2 - \frac{(n^2-1)}{2} + \frac{13}{24}\right] n - \left[\frac{(n^2-1)^2}{2} - (n^2-1)\frac{3}{4} + \frac{5}{16}\right] \log \frac{n-1}{n+1}}{n(n^2-1)^2}$$

$$f_s(n) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin 2\theta \sin 2\theta' \cos\theta' \sin\theta \, d\theta}{\left[\sin(\theta+\theta')\cos(\theta-\theta')\right]^2} = n \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin 2\theta \sin^2 2\theta' \, d(2\theta)}{\left[\sin 2\theta + \sin 2\theta'\right]^2}$$

$$= n \int_0^{\pi} \frac{\sin\varphi \sin^2\varphi' \, d\varphi}{\left[\sin\varphi + \sin\varphi'\right]^2}$$

$=$

Wenn man von diesem Standpunkt aus den Satz von Clausius (pag. 19) über den Einfluss des Mediums auf die Grösse der Strahlung betrachtet, stellt man:



der Beweis des obigen Satzes setzt voraus:

1). Strahlung geht von der Oberfläche aus

2). Die Richtigkeit des Lambert'schen Cosinus Satzes

Nach unserer Auffassung sind diese Voraussetzungen zu verwerfen. Schon dadurch plausibel, dass das umgebende Medium d.i. das des strahlenden Körpers factisch bereits bestrahlt ist, aber außerdem noch Beweis:

~~Clausius~~ Der Grundgedanke des Beweises ist, dass die Winkel α', α von denen die Strahlung (nach Lambert) abhängt, ungleich sind. Nach unserer Theorie hängt die innere Strahlung S_i nur vom Φ, β und β' ab, diese müssen aber gleich sein!

Außerdem kommt der Einfluss der Schwächung durch Brechung an der Grenzfläche; dieser ist für den hin- und hergehenden Strahl gleich groß.

Die ~~[illegible]~~ inneren Strahlungen sind also gleich groß, also auch Emissionsvermögen. ~~[illegible]~~

Die äußeren Strahlungen S sind nur um den Factor (Schwächungscoefficient) f(n) verschieden, also zB. bei senkrechter Incidenz

$$S : S' = f(n) : f(n') = \frac{4n}{(1+n)^2} : \frac{4n'}{(1+n')^2}$$

$$n = 1+v \qquad = \frac{4(1+v)}{(2+v)^2} : \frac{4(1+v')}{(2+v')^2}$$

$$= \frac{1}{1+\frac{v^2}{4(1+v)}} : \frac{1}{1+\frac{v'^2}{4(1+v')}} = 1+\frac{v'^2}{4(1+v')} : 1+\frac{v^2}{4(1+v)}$$

$$= 1+\frac{v'^2}{4n'} : 1+\frac{v^2}{4n}$$

$$S - S' : S = \frac{1}{4}\left(\frac{v'^2}{n} - \frac{v^2}{n}\right) : 1 + \frac{v'^2}{4n'}$$

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{v'^2 - v^2\left(\frac{n'}{n}\right)}{4n' + v'^2} = \frac{v'^2 - v^2\frac{n'}{n}}{(1+n')^2}$$

Z. untersuchen: H_2SO_4, H_2O, Benzol?

35
57

also viel geringerer Einfluss als bei Clausius' Sätze z.B. extremer Fall $n = 1$, $n' = 3$

$$S : S' = \frac{1}{4} : \frac{3}{16} = 4 : 3$$

während nach Clausius $= 1 : \varrho$ respektive $\varrho : 1$!

Hat der strahlende Rest an einer geschwärzten Cu-Platte wirklich die Temp. des Cu? indirekte Entscheidung durch Verwendung von Metallen mit sehr verschiedener Wärmeleitungsfähigkeit und mit sehr verschiedener Oberflächenbeschaffenheit (rauh, poliert etc.)

Ad mathematische Theorie der Strahlung: [(angenähert) Vorausgesetzt: Oberflächenstrahlung und Lambert'sches Gesetz]

Ein strahlendes Flächenelement und ein Punkt (unendlich kleine Kugel); Entfernung r, $\measuredangle$ zwischen Flächennormale und Verbindungslinie $= \vartheta$, dann empfängt der Punkt eine Energiemenge proportional $ds \frac{\cos\theta}{r^2} = \omega$ = Gesichtswinkel unter welchem das Flächenelement gesehen wird

also ebenso auch für eine endliche Oberfläche — ganz analog Potential einer magnetischen Schale, resp. eines ~~[illegible]~~ Stromes welcher den Umkreis der Fläche umfliesst.

Wenn jetzt statt des Punktes eine Fläche genommen wird so sieht man:

Strahlung einer Fläche auf eine zweite ist gegeben durch den Coeffizienten der wechselseitigen Induktion $\iint \frac{ds\,d\sigma \cos\varepsilon}{r^2}$ zweier Ströme, welche die Flächen umkreisen.

Wenn nicht die Absorption einen Unterschied darstellt würde, könnte man analog die ~~Körper~~ Volumen Strahlung mit Potential zweier Volum-Ringe ~~[illegible]~~ vergleichen; augenblicklich gilt das bei kleinen Volumen von Gasen etc. wenn noch keine bedeutende Abs. Hat letztere im Magnetismus etc. kein Analogon? Induktion?

36 Fortsetzung von pag 31

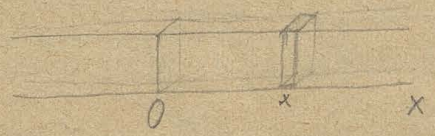
Berücksichtigung der Durchstrahlung bei der Wärmeleitung.

Lineares Temperaturgefälle;

dann ist die ~~infolge~~ durch einen Querschnitt 1 in der Leitenrichtung durchströmende Wärme Energiemenge

$$F = -k \frac{dT}{dx}$$

k = Wärmeleitungsconstante



wie groß ist der Wärmefluß infolge Strahlung des in Entfernung x befindlichen Querschnittes $x\,dx$?

$$\varphi^{dx} = \varepsilon_x\, dx\; e^{-\alpha x}$$

(nach Stefan)

$$\varepsilon_x : \varepsilon_0 = T_x^4 : T_0^4$$

$$T_x = T_0 + \frac{\partial T}{\partial x} x + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\frac{x^2}{2}$$

$$\varepsilon_x = \varepsilon_0 \left(\frac{T_x}{T_0}\right)^4 = \varepsilon_0 \left[1 + \frac{1}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x} x\right]^4 = \varepsilon_0 \left[1 + \frac{4}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x} x\right]$$

$$\Phi_1 = \int_0^{+\infty} \varphi\, dx$$

$$= \int_0^{\infty} \varepsilon_0 \left[1 + \frac{4}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x} x\right] e^{-\alpha x}\, dx = \varepsilon_0 \int_0^{\infty} e^{-\alpha x} dx + 4\frac{\varepsilon_0}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x}\int_0^{\infty} x\, e^{-\alpha x} dx$$

$$\int_0^{+\infty} x\, e^{-\alpha x} dx = -\frac{x\, e^{-\alpha x}}{\alpha} + \frac{1}{\alpha}\int e^{-\alpha x} dx \Big\| = \left[\varepsilon_0 + 4\frac{\varepsilon_0}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x}\frac{1}{\alpha}\right]\frac{1}{\alpha}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-\alpha x} dx = -\frac{e^{-\alpha x}}{\alpha}\Big|_0^{\infty} = \frac{1}{\alpha} \qquad = \frac{\varepsilon_0}{\alpha}\left[1 + \frac{4}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x}\frac{1}{\alpha}\right]$$

$$\Phi_2 = \int_0^{-\infty}$$

$$T = T_0 + \frac{T_l - T_0}{l} x \qquad \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{T_l - T_0}{l}$$

$$\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = 8\frac{\varepsilon_0}{\alpha^2}\frac{1}{T_0}\frac{T_l - T_0}{l} = 8\frac{E}{\alpha}\frac{1}{T_0}\frac{T_l - T_0}{l}$$

$\frac{\varepsilon_0}{\alpha}$ = (mit Vernachlässigung der Brechungs-Schwächung) ~~beobachtete~~ anderes absolutes Emissionsvermögen $= E_0$

(?) falsch; siehe pag 46 u. 48

$\frac{E_0}{\alpha}$ = ~~nach Kirchhoff. Sätze~~ = Emissionsvermögen eines schwarzen Körpers $= e_0$

somit $\Phi = \frac{8e_0}{T_0}\,\frac{T_e - T_0}{l} = -\frac{8e_0}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x}$ [Dabei von Voraussetzung dass Absorptionscoeff. α von der kleinen Temp. Unterschiede unabhängig ist].

Somit ist der Einfluss der Durchstrahlung unabhängig von der Natur des Körpers!

58

das Verhältnis der Durchstrahlung zur gesammten Wärmeleitung

$$\frac{\Phi}{F} = \frac{8e_0}{K}\,\frac{1}{T_0}$$ [wenn die höheren Potenzen vernachlässigt werden]

Die Wärme wird also auf zweierlei Arten innerhalb des Körpers fortgepflanzt:

1). durch Übertragung der mechanischen Wärmebewegung; Coefficient = ψ

2). durch Durchstrahlung des Ätherbewegungs-Übertragung; " = φ

Der beobachtete Wärmeleitungs-Coefficient $K = \varphi + \psi$

nach obigem ist: $\varphi = \frac{8e_0}{T_0}$

$$K = \frac{8e_0}{T_0} + \psi \qquad e_0 = cT_0^4 \text{ (nach Stefan)}$$

$$K = 8cT_0^3 + \psi$$

Der Einfluss sollte also bei gasförmigen Körpern viel stärker sein als bei festen und mit wachsender Temp. steigen?

abs. Wert der Strahlung von 100° gegen 0° = 0·0167 (Winkelm 214)

$$e_{100} - e_0 = 0{\cdot}0167 \qquad \frac{e_0}{273^4}(373^4 - 273^4) = 0{\cdot}0167$$

$$e_{100} = e_0\,\frac{373^4}{273^4} \qquad e_0 = 273^4 \cdot 1{\cdot}21 \cdot 10^{-12}$$

$$c = 1{\cdot}21 \cdot 10^{-12}$$

$$\varphi = 8 \cdot 1{\cdot}21 \cdot 10^{-2} \cdot 20 \cdot 10^{6} = 193{\cdot}6 \cdot 10^{-6}$$

$$= 0{\cdot}000194$$

```
273².273
546
1911
 819
74530
1490600
5217
 224
203470,00
```

also wäre dies kleiner als bei festen Körpern aber Flüssigkeiten aber größer als bei Gasen. Bei den Gasen kommt allerdings diese Größe wegen der geringen Dicke der Schichten nicht in Betracht.

Einfluss müsste sich zeigen im Unterschied der Werthe von K je nach der Dicke der Schichte.

30

$$\frac{df}{dx} = \frac{f(x+h)-f(x)}{h} = \frac{f(x+\frac{h}{2})-f(x-\frac{h}{2})}{h}$$

$$\cancel{(h-1)} = x-1$$
$$(h-1)^2 = h^2-2h+1$$
$$(h-1)^3 = h^3-3h^2+3h-1$$
$$(h-1)^{\frac{1}{2}} = h^{\frac{1}{2}}-\left(\tfrac{1}{1}\right)h^{-\frac{1}{2}}+\left(\tfrac{1}{2}\right)h^{-\frac{3}{2}}-$$

$$\frac{d^2f}{dx^2} = \frac{f(x+2h)-2f(x+h)+fx}{h^2} = \frac{f(x+h)-2f(x)+f(x-h)}{h^2} = (-1)^{\frac{1}{2}}\left[1+\left(\tfrac{1}{1}\right)h+\left(\tfrac{1}{2}\right)h^2-\tfrac{1}{3}h^3\right]$$

$$\frac{d^3f}{dx^3} = \frac{f(x+3h)-3f(x+2h)+3f(x+h)-f(x)}{h^3} = \frac{f(x+\frac{3h}{2})-3f(x+\frac{h}{2})+3f(x-\frac{h}{2})-f(x-\frac{3h}{2})}{h^3}$$

$$\frac{d^{\frac{1}{2}}f}{dx^{\frac{1}{2}}} = \frac{\overset{\text{I)}}{f(x+\frac{h}{2})-\left(\frac{1}{1}\right)f(x-\frac{h}{2})+\left(\frac{1}{2}\right)f(x-\frac{3h}{2})-\left(\frac{1}{3}\right)f(x-\frac{5h}{2})}}{h^{\frac{1}{2}}}$$

$$\overset{\text{II)}}{=(-1)^{\frac{1}{2}}\frac{f(x)-\left(\frac{1}{1}\right)f(x+h)+\left(\frac{1}{2}\right)f(x+2h)-\left(\frac{1}{3}\right)f(x+3h)+-}{h^{\frac{1}{2}}}}$$

---

zD.:

$$\cancel{(h-1)^m = h^m+\binom{m}{1}h^{m-1}+}$$
$$\cancel{(e-1)^h = e^h+\binom{m}{1}e^{m-1}h}$$

$$f = e^x$$

$$\frac{d^{\frac{1}{2}}f}{dx^{\frac{1}{2}}} = \frac{\overset{\text{I)}}{e^{x+\frac{h}{2}}-\left(\frac{1}{1}\right)e^{x-\frac{h}{2}}+\left(\frac{1}{2}\right)e^{x-\frac{3h}{2}}---}}{h^{\frac{1}{2}}} = \cancel{(e^{x+\frac{h}{2}}\cdot e^{\frac{h}{2}})^{\frac{1}{2}}}$$

$$= e^x\,\frac{e^{\frac{h}{2}}-\left(\frac{1}{1}\right)e^{-\frac{h}{2}}+\left(\frac{1}{2}\right)e^{-3\frac{h}{2}}}{h^{\frac{1}{2}}} = \cancel{e^x\frac{(e^h-1)^{\frac{1}{2}}}{h}}$$

$$= \frac{e^x(e^h-1)^{\frac{1}{2}}}{h^{\frac{1}{2}}} = e^x\left(\frac{e^h-1}{h}\right)^{\frac{1}{2}} = e^x\sqrt{\frac{\left[\cancel{1}+h-\frac{h^2}{2}+\frac{h^3}{6}-\cancel{1}\right]}{h}} = e^x$$

II).

$$=(-1)^{\frac{1}{2}}\,\frac{e^x-\left(\frac{1}{1}\right)e^{x+h}+\left(\frac{1}{2}\right)e^{x+2h}-\left(\frac{1}{3}\right)e^{x+3h}---}{h^{\frac{1}{2}}}$$

$$=(-1)^{\frac{1}{2}}e^x\,\frac{1-\left(\frac{1}{1}\right)e^h+\left(\frac{1}{2}\right)e^{2h}---}{h^{\frac{1}{2}}} = (-1)^{\frac{1}{2}}e^x\left(\frac{1-e^h}{h}\right)^{\frac{1}{2}} = e^x$$

---

zD. $f = a^x$

$$e^x = \lim\left(1+\frac{x}{n}\right)^n$$

$$a^x = e^{x\log a} = \lim\left(1+\frac{x\log a}{n}\right)^n = 1+x\log a+\frac{(x\log a)^2}{2}+-$$

$$\frac{d^{\frac{1}{2}}f}{dx^{\frac{1}{2}}} = a^x\left(\frac{a^h-1}{h}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$= a^x(\log a)^{\frac{1}{2}}$$

$$D.f = x^m$$

$$D^{\frac{1}{2}} = \frac{(x+\frac{h}{2})^m - \binom{\frac{1}{2}}{1}(x+\frac{h}{2})^m + \binom{\frac{1}{2}}{2}(x-\frac{3h}{2})^m - \binom{\frac{1}{2}}{3}(x+\frac{5h}{2})^m + \cdots}{h^{\frac{1}{2}}}$$

$$= x^m \frac{(1+\frac{1}{2}\frac{h}{x})^m - \binom{\frac{1}{2}}{1}(1+\frac{1}{2}\frac{h}{x})^m + \binom{\frac{1}{2}}{2}(1-\frac{3}{2}\frac{h}{x})^m - \cdots}{h^{\frac{1}{2}}}$$

$$= \frac{x^m}{h^{\frac{1}{2}}}\Big\{ 1 + \binom{m}{1}\frac{1}{2}\frac{h}{x} + \binom{m}{2}\left(\frac{1}{2}\frac{h}{x}\right)^2 + \binom{m}{3}\left(\frac{1}{2}\frac{h}{x}\right)^3 + \cdots$$

$$- \binom{\frac{1}{2}}{1}\Big[1 - \binom{m}{1}\frac{1}{2}\frac{h}{x} + \binom{m}{2}\left(\frac{1}{2}\frac{h}{x}\right)^2 - \cdots$$

$$+ \binom{\frac{1}{2}}{2}\Big[1 - \binom{m}{1}\frac{3}{2}\frac{h}{x} + \binom{m}{2}\left(\frac{3}{2}\frac{h}{x}\right)^2 - \cdots$$

$$- \binom{\frac{1}{2}}{3}\Big[\cdots$$

$$= \frac{x^m}{h^{\frac{1}{2}}}\Big\{ 1 - \binom{\frac{1}{2}}{1} + \binom{\frac{1}{2}}{2} - \binom{\frac{1}{2}}{3} \cdots$$

$$+ \binom{m}{1}\frac{h}{x}\Big[\frac{1}{2} + \binom{\frac{1}{2}}{1}\frac{1}{2} - \binom{\frac{1}{2}}{2}\frac{3}{2} + \binom{\frac{1}{2}}{3}\frac{5}{2} - \binom{\frac{1}{2}}{4}\frac{7}{2} \cdots \Big]$$

$$+ \binom{m}{2}\frac{h^2}{x^2}\Big[\left(\frac{1}{2}\right)^2 - \binom{\frac{1}{2}}{1}\left(\frac{1}{2}\right)^2 + \binom{\frac{1}{2}}{2}\left(\frac{3}{2}\right)^2 - \binom{\frac{1}{2}}{3}\left(\frac{5}{2}\right)^2 - \cdots \Big]$$

$$+ \binom{m}{3}\frac{h^3}{x^3}\Big[\left(\frac{1}{2}\right)^3 + \binom{\frac{1}{2}}{1}\left(\frac{1}{2}\right)^3 - \binom{\frac{1}{2}}{2}\left(\frac{3}{2}\right)^3 - \cdots$$

$$= ?$$

$$\binom{\frac{1}{2}}{1} = \frac{1}{2}$$

$$\binom{\frac{1}{2}}{2} = \frac{\frac{1}{2}(\frac{1}{2}-1)}{2} = -\frac{1}{8}$$

$$\binom{\frac{1}{2}}{3} = \frac{\frac{1}{2}(\frac{1}{2}-1)(\frac{1}{2}-2)}{2.3} = \frac{1}{16}$$

$$\binom{\frac{1}{2}}{4} = \frac{1}{16}\cdot\frac{(\frac{1}{2}-3)}{4} = \frac{-5}{128}$$

2D. $f = x$

$$D^{\frac{1}{2}} = \frac{x + \frac{h}{2} - \binom{\frac{1}{2}}{1}\left(x - \frac{h}{2}\right) + \binom{\frac{1}{2}}{2}\left(x - \frac{3h}{2}\right) - \binom{\frac{1}{2}}{3}\left(x - \frac{3h}{2}\right) \cdots}{\sqrt{h}}$$

$$= (-1)^{\frac{1}{2}} \frac{\left[x - \binom{\frac{1}{2}}{1}(x+h) + \binom{\frac{1}{2}}{2}(x+2h) - \binom{\frac{1}{2}}{3}(x+3h) + \cdots\right]}{\sqrt{h}}$$

$$= (-1)^{\frac{1}{2}} \frac{x\underbrace{\left[1 - \binom{\frac{1}{2}}{1} + \binom{\frac{1}{2}}{2} - \binom{\frac{1}{2}}{3} \cdots\right]}_{(1-1)^{\frac{1}{2}} = 0} - h\left[\binom{\frac{1}{2}}{1} \cdot 1 - \binom{\frac{1}{2}}{2} \cdot 2 + \binom{\frac{1}{2}}{3} \cdot 3 - \cdots\right]}{\sqrt{h}}$$

$$= 0?$$

$$(1-x)^{-1} = \frac{1}{1-x} = 1 + x + x^2 + x^3 \cdots$$

$$\frac{d^{-1} f(x)}{dx^{-1}} = \int f(x)\,dx = h\left[f(x) + f(x+h) + f(x+2h) + \cdots f(x+nh)\right] \qquad h = \frac{a}{n}$$

$$\frac{d^{-2} f(x)}{dx^{-2}} = \iint f(x)\,dx = h^2\left[f(x) + 1 \cdot f(x+h) + 2 \cdot f(x+2h) + \cdots + n f(x+nh)\right]$$

$$\frac{d^{-n} f(x)}{dx^{-n}} = \overbrace{\iiiint}^{n} f(x)\,dx = h^n\left[f(x) + 1^n f(x+h) + 2^n f(x+2h) + \cdots + n^n f(x+nh)\right]$$

Summe der nten Potenzen der natürlichen Zahlen.

I). 1 2 3 4 5 6 — arith. Reihe I Ordg. mit Diff. 1 = 1!

1 1 1 1 1

II). 1^2 2^2 3^2 4^2 5^2 — arith. Reihe II — 2 = 2!

1 3 5 7 9

2 2 2

III). 1^3 8 27 64 125 216 343 — III — 6 = 3!

7 19 37 61 91 127

12 18 24 30 36

6 6 6 6

IV. 1 16 81 256 625 1296 2401 60

15 65 175 369 671 1105

50 110 194 302 434 590 IV 24 = 4!

12 36 60 84 108 132 156

24 24 24 24

Summe zu finden einer arithm. Reihe von Ordnung α, $\Delta = b$,

Anfangsglieder sind $b, \alpha, \beta, \gamma, \delta$?

$$S_0 = (n+1)b$$

$$S_1 = \frac{n(n+1)}{2} b + (n+1)\alpha$$

$$S_2 = \frac{n(n+1)(n+2)}{1.2.3} b + \frac{n(n+1)}{1.2}(\alpha - b) + (n+1)\beta \quad ?$$

$$S_3 = \frac{n(n+1)(n+2)(n+3)}{1.2.3.4} b + \frac{n(n+1)(n+2)}{1.2.3}(\alpha - 2b) + \frac{n(n+1)}{1.2}(\beta - b) + (n+1)(\beta - b + \gamma) \quad ?$$

Ist die Reibungs-Electricität nicht nur Thermoelectricität?

Versuche wären anzustellen über Reibungs-Electricität hauptsächlich von Metallen.

1). In welcher Weise hängt sie vom Druck, von der Fläche, von der Geschwindigkeit ab.

2). " " " " " Oberflächenbeschaffenheit, Reibungscoefficient

3). Wird die Reibungs-Arbeit vermehrt? Dann entsteht die Electr. direct aus der mechanischen Arbeit.

Wenn nicht, so entsteht sie aus der Reibungswärme?

4). In welcher Weise hängt sie von der Temperatur, bei welcher der Process vor sich geht, ab

5). " " " " " Temperaturgefälle in den Körpern

6). " " " " Natur der Metalle.

7). Ist nicht die Reibungswärme eine Joule'sche Wärme von sich aufhebenden Reibungsströmen?

[Daher immer an unterschiedlichen Potentialdifferenz und Stromstärke resp. Electr.-Menge.]

8). Wie verhält sich die Reibungswärme, vergleichbarty electr. Energie gebraucht wird? (Ad 3)

9). Zusammenhang mit Contactelectricität?

---

10). Thermoelectrische Wirkungen in ungeschlossenen Leiter!

11). Di – Lb an der Berührungsstelle erwärmen, dann trennen und Potential untersuchen!

Ebenso wie die Strahlung eines wärmeren gegen einen kälteren Körper nur die Differenz der beiden absoluten Strahlungen ist, kann auch Wärmeleitung als Differenzerscheinung aufgefasst werden.

Dann wäre die absolute Wärmeleitung $= \int_0^T \kappa \, d\theta$

Fortsetzung von pag. 37

Obige Entwicklung gilt nur für Stäbe von solcher Länge, dass die Strahlen fast vollständig absorbiert werden, also kann nicht mehr für die Enden der Stäbe gelten.

Hier wird $\Phi_2 = \int_0^{-x} \varepsilon_0 \left[1 + \frac{4}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x} x\right] e^{-\alpha x} dx =$

$$= \varepsilon_0 \left[1 + \frac{4}{\alpha_0 T_0}\frac{\partial T}{\partial x}\right] \int_0^x e^{-\alpha x} dx - \frac{4\varepsilon_0}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x}\frac{x e^{-\alpha x}}{\alpha}\Big|_0^x$$

$$= \varepsilon_0 \left[1 + \frac{4}{\alpha T_0}\frac{\partial T}{\partial x}\right]\frac{e^{-\alpha x} - 1}{-\alpha} - \frac{4\varepsilon_0}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x}\frac{x e^{-\alpha x}}{\alpha}$$

$$= \frac{\varepsilon_0}{\alpha}\left\{1 - e^{-\alpha x} + \frac{4}{\alpha T_0}\frac{\partial T}{\partial x}\left(1 - e^{-\alpha x} - \alpha x e^{-\alpha x}\right)\right\}$$

$$= \frac{\varepsilon_0}{\alpha}\left\{1 + \frac{4}{\alpha T_0}\frac{\partial T}{\partial x} - e^{-\alpha x}\left(1 + \frac{4}{\alpha T_0}\frac{\partial T}{\partial x}[1 - \alpha x]\right)\right\}$$

Wenn von $-x$ bis in $-\infty$ ein zweiter Stab mit den Constanten ε', α', $\frac{\partial T'}{\partial x}$ ist, so kommt noch dazu

$$\cancel{+\int_{-x}^{-\infty} \varepsilon_0' \left[1 + \frac{4}{T_0}\frac{\partial T'}{\partial x} x\right] e^{-\alpha' x} dx} = \cancel{+\frac{\varepsilon_0'}{\alpha'} 1 + \frac{4}{\alpha T_0}\frac{\partial T'}{\partial x}}$$

$$+\int_{z=0}^{\infty} \varepsilon_z' e^{-\alpha x - \alpha' z} dz = \varepsilon_0' \int_0^{\infty} \left(\frac{T_z}{T_0}\right)^4 e^{-\alpha x - \alpha' z} dz \qquad \Big\| \quad T_z = \overbrace{T_0 + \frac{\partial T}{\partial x} x}^{= T_x} + \frac{\partial T'}{\partial x} z$$

$$= \varepsilon_0' e^{-\alpha x} \int_0^{\infty} \left[1 + \frac{4}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x} x + \frac{4}{T_0}\frac{\partial T'}{\partial x} z\right] e^{-\alpha' z} dz = \frac{\varepsilon_0'}{\alpha'} e^{-\alpha x}\left[1 + \frac{4}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x} x + \frac{1}{\alpha'}\frac{4}{T_0}\frac{\partial T'}{\partial x}\right]$$

Am Discontinuitätspunkte selbst:

$$\Phi_1 - \Phi_2 = \frac{\varepsilon_0}{\alpha}\left[1 + \frac{4}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x}\frac{1}{\alpha}\right] - \frac{\varepsilon_0'}{\alpha'}\left[1 - \frac{4}{T_0}\frac{\partial T'}{\partial x}\frac{1}{\alpha'}\right]$$

44 Es scheint also dass eine lineare Temp. Verteilung nicht bis an die Plat-Enden gelten kann; Ableitung von Wärme aus dem Discontinuitätsstelle? Thermoelectricität? Was wenn $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$?, Daraus Ermittlung der Emissions- und Absorptions-Constanten?

Das auf Seite 31 vorausgesetzte Emissions- und Absorptions-Gesetz setzt voraus, dass in genügend dicken Schichten wirklich alle Strahlen-Arten (auch des auffallenden Lichtes) vollständig absorbirt werden — mit Ausnahme der geringen Schwächung infolge der Brechung, welche doch nur geringe Farbenunterschiede erzeugen könnte (auch vielleicht bei enormen Dispersion?); es müssten also genügend dicke Schichten im auffallenden und durchgehenden Lichte schwarz erscheinen. Solche Körper können nur sein: Flüssigkeiten (alle?), welche ganz klar sind, Gase (alle?), von festen Körpern farbige Glasarten (Versuche anzustellen mit Rauchgläsern!) Obsidian, Schwefel, Turmalin etc. Salze (alle?) Phosphor: nein

Es fallen also weg: trübe Flüssigkeiten und „trübe Körper". Dieser Ausdruck passt sehr gut für die grosse Menge der farbigen Körper (Schwefel, Zinnober, Metalloxyde), in Lösungen erster Art zu erzeugen durch feine suspendirte Theilchen; der Unterschied ist in der Agricultur-Chemie seit langem bekannt als Lasurfarben und Deckfarben (Gouache-Malerei). Physikalisch dadurch charakterisirt, dass ~~—~~ das Licht sich nicht nur geradlinig, sondern auch theilweise seitwärts fortpflanzt, also eigentliche Strahlenbildung verhindert ist; es findet dann in jedem Volumelement neuer Durchlassen und Absorbiren auch ein „diffus reflectiren" des Lichtes statt.

Der Unterschied beider kann bezeichnet, etwa wichtig für Erklärung der Körperfarben. Die Körper I kann man immer durchsichtig, die Körper II durchscheinend nennen. 45 62

Fein zertheilte Körper I (pulverisirte Felse etc.) erscheinen in Luft als II, dagegen in mancherlei Flüssigkeiten als I. (Brechungsexponent!)

In welcher Art gehöre die Metalle? Abhängigkeit von der Lichtart?

Vielleicht gibt dies ein Kriterium für I und II, dass bei letzteren der massive Körper und das Pulver (der Stäube) dasselbe Aussehen, also dieselben optischen Eigenschaften besitzen, dagegen verändert bei I? (krystallinisch)

Jedenfalls wäre also z.B. Rotheisenstein I

Nach Analogie sollte man erwarten, dass bei den Körpern II (für Wärme u. Stäube) die Emission und Absorption von der Beschaffenheit der Oberfläche unabhängig ist, im Gegensatz zu I. Experimente über Schwefel, Kreide, Graphit (?), ~~Zinnober~~ Russige farbige Erden etc.!! *) Kohle (Diamant) scheint zu I zu gehören.

Ebenso sollte man erwarten, dass I vom Medium abhängig – vergatino im pulverisirten Zustand, dagegen II unabhängig ist! **)

Die Körper II sind in Bezug auf Farbe von der Dicke unabhängig

Auffällig ist der Unterschied von I und II z.B. beim Übergang von Wachs aus dem flüssigen in den festen Zustand

*) Siehe Winkelm. pag. 177: Knoblauch fand, dass bei Elfenbein, Schad, Marmor die Strahlung unabhängig ist von Oberflächen-Beschaffenheit dagegen große Unterschiede bei Metallen

**) Winkelm. p. 177 Aymus fand die Wärmefarbe der von Platin und Platinmohr ausgesandten Strahlen (also I!) verschieden.

Es ist also anzunehmen, dass bei den Körpern II auch das gewöhnliche Absorptionsgesetz $J = J_0 e^{-kx}$ nicht gilt; [Siehe Winkelm. p. 198 Absorption durch trübe Medien].

Übertragung des Kirchhoff'schen Gesetzes von der Oberflächenstrahlung auf die Volum-Strahlung.

Aus der Formel auf pg. 31 folgt, dass zwei Körper, die einander gegenüberstehen oder einander durchstrahlen [für den Fall auch aus Formel pg. 43 unten, wenn $\frac{\partial T}{\partial x} = 0 = \frac{\partial T'}{\partial x}$] dann im Strahlungs-Gleichgewicht sein werden, wenn $\frac{\varepsilon}{\alpha} = \frac{\varepsilon'}{\alpha'}$ nur wenn $n = n'$ sonst Siehe pg 65 also genau wie bei Kirchhoff; aber nur für Körper I Art dadurch bewiesen

Zu bemerken: dass ein Körper (anderm) schwarz sein kann, ohne dass $\alpha = 1$ ist, wenn nur genügend dick. ~~Also~~ Obgen Beweis setzt aber (wegen $\int^{\infty}$) eine solche Dicke voraus; daher eigentlich selbstverständlich „nervus probandi": schwarze Körper gleicher Temperatur emittiren gleich; daraus folgt dann mit Hilfe obgen Formel auch für dünne Schichten etc. des K. G.

Wie wird die Theorie für Körper II?

Rayleigh's Theorie trüber Medien scheint nicht recht anwendbar zu sein, weil ~~nicht~~ die tatsächliche Farbenverschiedenheit nach der Richtung nicht vorgenommen wird [setzt sie nicht vielleicht grosse Abstände der störenden Teilchen im Vergleich zu den Wellenlängen voraus?]

Eine Hypothese wäre folgende:

Im Körper finden Reflexionen an Elementen statt, welche gleichartig nach allen Richtungen vertheilt sind, also Wahrscheinlichkeit ist wie (Reflexion) an einer Kugel.

Die Rechnung würde dasselbe ergeben wie Streuung nach Ptolemäus mit Kugel [Siehe

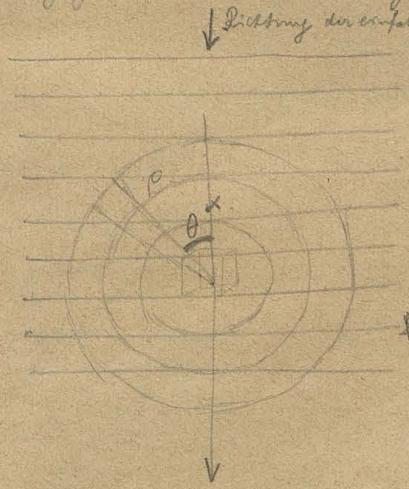
pg. 9 unten] nämlich gleichmäßige Vertheilung nach allen Seiten.

Also könnte man dies auch so formuliren:

In einem Volumelemente wird von dem parallelen einfallenden Lichte $i\,ds$ die Menge $i\alpha\,ds = \Theta\,dx$ absorbirt, die Menge $i\beta\,ds = \Theta\beta\,dx$ gleichförmig nach allen Seiten reflektirt; daher wäre $\beta\,dx$ das Verhältniß der Summe der mittl. Querschnitte der Störungskörper im Vol.element zur Entfernung desselben. [Analog wie Berechnung der mittl. Weglänge]. Das übrige Licht wird durchgelassen. Bei hinreichender Dicke wird das ganze Licht durch die Störungskörper aufgefangen sein, dann wird nach allen Richtungen gleiche Helligkeit herrschen. [Z.B. ~~Diffuses~~ Porzellankugel über der Lampe läßt keine Flamme sehen, sondern sendet aus allen Theilen gleichmäßiges Licht aus.]

Beim Fortschreiten der Strahlen im Medium wird also deren Intensität in jedem Vol.-El. um $i(\alpha+\beta)\,ds$ geschwächt, davon treten aber $i\beta\,ds$ zu der dort herrschenden allseitig gleichen d.i. richtungslosen Helligkeit H dazu.

N.B.



Intensität J

$J(1-\beta+\alpha\,dx)$ | $\frac{1}{4\pi} J\beta\,dx$

$J(1-\beta+\alpha)\,dx)^2$

$$dS = S(\beta+\alpha)\,dx$$

$$S = \int_0 e^{-(\beta+\alpha)x}$$

$$d\theta\,H_\theta = \int_{x=0}^{x} \underbrace{H_{\theta_x}\,d\theta\,dr\,e^{-(\alpha+\beta)x}}_{\text{Antheil von der direkten Helligkeitsabst.}} +$$

$$+ \int_{x=0}^{x} r\,d\theta\,dr\,S_x\beta\,e^{-(\alpha+\beta)r}$$

$x = r \cos\theta$
$dx = dr \cos\theta$

$$\frac{\partial H_\theta}{\partial x} = r\frac{dr}{dx}\, e^{-(\alpha+\beta)r}\left[H_\theta + S_x \beta\right]$$

$$= \frac{x}{\cos^2\theta}\, e^{-\frac{\alpha+\beta}{\cos\theta}x}\left[H_\theta + S_0\, e^{-(\alpha+\beta)x}\beta\right]$$

$H = e^{-(c+z)^2}$

$\frac{\partial H}{\partial x} = -2(c+z)\, e^{-(c+z)^2}$

$H_\theta = e^{x}$ $(x \cdot e)$

Wenn $S_0 = 0$:

Log $H_\theta = \int \frac{x}{\cos^2\theta}\, e^{-\frac{\alpha+\beta}{\cos\theta}x}\, dx$

$$= \frac{1}{\cos^2\theta}\left[-x + \frac{\cos\theta}{\alpha+\beta}\right] e^{-\frac{\alpha+\beta}{\cos\theta}x}\, \frac{\cos\theta}{\alpha+\beta}$$

Correctur von pag. 36:

Emission eines schwarzen Körpers $= \varepsilon_0$

$$\Phi = 8\frac{\varepsilon_0}{\alpha}\frac{1}{T_0}\frac{T_e - T_0}{l} = -8\frac{\varepsilon_0}{\alpha}\frac{1}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x}$$

also desto größer, je kleiner α ist

Fortsetzung von pag. 43:

$$\Phi_1 - \Phi_2 = \frac{\varepsilon_0}{\alpha}\left[1 + \frac{4}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x}\frac{1}{\alpha}\right] - \frac{\varepsilon_0'}{\alpha'}\left[1 + \frac{4}{T_0}\frac{\partial T'}{\partial x}\frac{1}{\alpha'}\right]$$

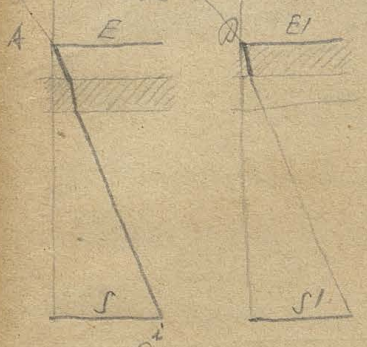
$$= \varepsilon_0 \frac{4}{T_0}\left[\frac{1}{\alpha}\frac{\partial T}{\partial x} - \frac{1}{\alpha'}\frac{\partial T'}{\partial x}\right]$$

Dies gilt auch, wenn Zwischenraum zwischen den zwei Stücken so klein dass ...

wenn dann $\frac{\partial T'}{\partial x} = 0$ so folgt Ausstrahlung eines Stabes mit linearem Temperaturabfall ~~pag~~ mit einer Endfläche gegen Körper von derselben Temperatur: $\frac{\varepsilon_0}{\alpha}\frac{4}{T_0}\frac{\partial T}{\partial x}$

Fortsetzung von pag 34. 51 64

Die ganze Versuchsanordnung von Quintus Icilius ist verfehlt; [abgesehen davon, dass bei den geringen Drehungsexpon. die Gase keine genauen Resultate zu erwarten sind und auch th. absolut nicht mit Rechnung nicht übereinstimmen]



Angenommen sei Verjüngung von Wasser und Luft.

Im Falle A erhält die schwarze Fläche S von Anfang einem Flächenelemente von E ein größeres Strahlenbündel als im Falle B

$$\varphi = \ell \int_0^{2i} 2\pi \sin\varphi \, d\varphi \cos\varphi = \frac{\pi\ell}{2} \int_0^{2i} \sin 2\varphi \, d\varphi = -\frac{\pi\ell}{2}(\cos 2i - 1) = -\frac{\pi\ell}{2}\left[\cos^2 i - \sin^2 i - 1\right]$$

$$= +\pi\ell \sin^2 i$$

$$\varphi' = \pi \ell' \sin^2 i'$$

$$\varphi' : \varphi = \ell \sin^2 i : \ell' \sin^2 i' = 1 \qquad \text{weil eben } \ell : \ell' = \sin^2 i' : \sin^2 i$$

Also sollte eben nach Clausius' Gesetz keine Verschiedenheit eintreten!!

Nach meiner Theorie aber auch nicht, weil in beiden Fällen der Öffnungswinkel des Strahles im Körper derselbe ist!

Es bleibt zur Entscheidung nur eine solche Versuchsanordnung übrig in welcher der ganze Raum einmal mit dem Medium 1 dann mit 2 erfüllt ist (dazwischengeschobene Platten bewirken aber keine merkliche Änderung)

Übrigens ist auch die Interpretation der Versuche falsch; das Clausius'sche Gesetz bezieht sich auf die Gesamt-Strahlung also bei

Temp T_0 $\qquad$ T_{100}

$n^2 S \ldots S$ $\qquad$ also würde bei passender Versuchsanordnung nicht die Größe

$= c n^2 T_0^4 \ldots c T_0^4$ $\qquad$ $c n^2 T_{100}^4 \ldots c T_{100}^4$

Benzol	1·0017
Chlorkohlenst.	1·00178
CS_2	1·0015
H_3P	1·0008
C_5H_{12}	1·0017
HJ	1·0009
C_2H_4	1·0007

$n^2(S_{100}-S_0)$ sondern $c\sqrt{T_{100}}-c\sqrt{T_0} =$

$= n^2(S_{100}-S_0) + (n^2-1)S_0$ gemessen!!

$273{,}173$
546
$1{,}1$
8
$745{,}2$
$1{,}8$
$5{,}2$
$2{,}2$
$2024{,}40$
$60{,}68$
$1{,}24$
$0{,}2$

$\sqrt{T_0^4} = 5.553{,}000.000$

$T_{100}^4 - T_0^4 = 4.100\,T_0^3 + 6.100^2\,T_0^2 + 4.100^3\,T_0 + 100^4$

$= 80460.000.00$
$+ 4470.000.000$
$1092.000.000$
100
$13.708{,}000.000$ also ist hier der Unterschied 10 proz.

Die Methode der Wärmeleitungsbestimmung von Forbes etc. ist folgendermaßen zu verbessern

1). Theoretisch: Strahlung nicht proport. mit der Temp differenz, sondern Stefan Gesetz

2). Bei Versuchung des Stabes Abl. die Einwirkung der fr. der Temp. unbekannt. Stefan Gesetz gilt (allgemeiner mit Reflexion) nur für schwarze Körper, daher ist der Stab zu berussen.

Anwendung des Doppler'schen Prinzipes auf die Strahlung.

Geht die Strahlung von der Bewegung der Molekülle des Leiters oder der Bewegung im Äther aus? Hat Äther letzteres? oder beides?

Im letzteren Falle bei Sonne: Strahlung gleichmäßig nach Kugelfläche, jedes Molec. ist ausgezeichnet durch eine bestimmte Strahlungsfrequenz, dann muss trotzdem die Strahlung sich auf alle Wellenlängen erstrecken und zwar ebenfalls nach $\frac{1}{\lambda^4}$, Strahlung nur um den Rotationsaxen bemerkbar, also gewisse Orte der Linien.

Dämpfung müsste infolge relativistischer etc. an dieser Bewegung stattfinden.

wer den die Kräfte bei Temperaturänderung, Druckerhöhung kreten oder ähnlich?

Bewegt das Kraftfeld sich rasch mit einer Stadfestigkeit infolge der Doppelbewegung? Oppens Bewegung und elektromagn. Äthertheorie!

Jedenfalls gilt folgende Überlegung. ?

2 schwarze Körper derselben Temperatur. Der eine B bewegt sich gegen den anderen A oscillatorisch mit der Lichtgeschwindigkeit hin und her.

Die Strahlung, die A von B in der Ruhe empfängt ist $\mathcal{L} = \int_{t=0}^{T} dt \int_{\lambda=0}^{\infty} c\, f(\lambda)\, d\lambda$

Ebenso gerade muss die Gesamtstrahlung von dem betreffenden Gitterstrom (von jeder Sorte Oscillatoren); bei + Bewegung von B erscheint dann dem A als Körper von $-273°$, also muss er bei − Bewegung die doppelte Strahlungsenergie eines Körpers von [illegible] Leben. [Angenommen, dass für diese Bewegung kein Energieaufwand nöthig ist].

$\cancel{\mathcal{L} = Tc\int_0^\infty f(\lambda)\, d\lambda = \frac{T}{2} c \int_0^\infty f(\lambda)\, d\lambda = \frac{T}{2} \int_0^\infty f(\frac{\lambda}{2})\, d\lambda}$ — daraus das Wahrheitsmässige aber

$\int_0^\infty f(\theta, \lambda)\, d\lambda = \cancel{\int_0^\infty f(2\theta, \lambda)\, d\lambda} = \int_0^\infty f(\theta, \frac{\lambda}{2})\, d\lambda$

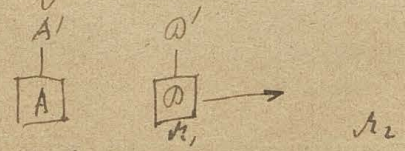
? Siehe pag 55! ? selbstverständlich!

Wir denken uns folgenden umkehrbaren Kreisprocess:

2 Körper A und B, vollkommen schwarz, mit 2 anderen A' und B', vollkommen strahlungslos, (als Wärme Reservoirs) so verbunden dass sie von diesen (durch Leitung etc.) Wärme entnehmen, oder ihnen abgeben können.

A sei fix

B von derselben Temp., beweglich



Nun werde B mit der Lichtgeschwindigkeit von R_1 nach R_2 gebracht.

Während der Bewegung: 1). Wird ~~eine~~ Temperaturverschiedenheit der Vorder- und Hinterfläche von B entstehen, welche von ~~einer~~ der Resultante seiner Wellen allein (ohne A) herrührt? Wird abhängen vom Conceptions-Coeff. des Äthers; jedenfalls können wir sie vernachlässigen, wenn zB. B als ∞ dünne Platte gedacht wird, wegen der Leitung.

2). Die Emission dauert bei B ungestört fort, dagegen keine Absorption der Strahlen von A

NB. ~~Wenn~~ Hier müsste der Einfluss der Umgebung in Betracht gezogen werden; davon können wir uns frei machen, wenn wir uns nur die einander zugewendeten Flächen von A und B (und ∞ gross) strahlend denken, das übrige verallbert.

Während der Bewegung von B wird A abgekühlt (ebenso B) und zwar um

$$Q_1 = \tau c \int_{\lambda=0}^{\infty} f(\theta_1, \lambda)\, d\lambda$$

, wird aber durch den Zufluss dieser Wärmemenge aus A' auf gleicher Temp. θ_1 erhalten; ebenso B

Nun wird ~~sie~~ durch Zufluss der Wärmemengen Q_2 ~~(aus einem Res. mit Temp.~~ (NB. durch mechanische Arbeit) auf die Temp. θ_2 gebracht, und B wieder an A herangebracht dabei Verlust an Wärme $Q_3 = \tau c \int_{\lambda=0}^{\infty} f(\theta_2, \lambda)\, d\lambda$; nun wieder Temperaturerniedrigung durch Wegnahme der Wärme $Q_4 = Q_2$ auf θ_1; daraus wieder folgt $f(\theta_1) = f(\theta_2)$ (?

Was ist falsch?!

Kinetische Energie einer ~~Wellenbewegung~~ Wellenlänge

$$E = \cancel{c\,a^2 \cos^2 kx}$$

$$= \int_0^\lambda c\, a^2 \frac{4\pi^2}{\tau^2} \cos^2 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{\lambda}\right) dx$$

$$= c\, a^2 \frac{4\pi^2}{\tau^2} \underbrace{\int_0^\lambda \frac{1 + \cos 4\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{\lambda}\right)}{2}\, dx}_{= \left[\frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda \sin 4\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{\lambda}\right)}{8\pi}\right]_0^\lambda = \frac{\lambda}{2}}$$

$$= c\, a^2 \frac{2\pi^2}{\tau^2} \lambda \qquad \frac{\lambda}{\tau} = v \qquad \tau = \frac{\lambda}{v}$$

$$= c\, a^2\, 2\pi^2 \frac{v^2}{\lambda}$$

gegen kinetische Energie einer Strecke Wellenbewegung oder eines Punktes $= \sim \frac{a^2}{\tau^2} = \frac{v^2}{\lambda^2}$

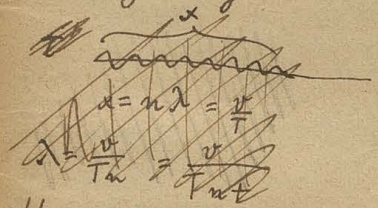
~~$y = a \sin kx$~~

~~$y = a \sin 2\pi\left(t - \frac{x}{\lambda}\right)$~~ $\tau = \frac{1}{c}$

~~$y' =$~~ $y = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{\lambda}\right)$

$y' = a \cos \ldots \cdot \frac{2\pi}{\tau}$

Wenn sich der Körper mit Geschwindigkeit u weg bewegt, so werden nach Doppler die Wellenlängen vergrößert in (und ~~[illegible]~~ τ verkleinert) ~~[illegible]~~ $\lambda' = \frac{\lambda}{1 - \frac{u}{v}}$



$\lambda = n\lambda = \frac{v}{\tau}$

$\lambda' = \frac{v}{\tau n} = \frac{v}{\tau n'}$

also kin. Energie entsteht $E' = \sim \frac{v^2}{\lambda^2}\left(1 - \frac{u}{v}\right)^2$

Wenn er sich mit derselben Geschwindigkeit herzubewegt, so entsteht $E'' \sim \frac{v^2}{\lambda^2}\left(1 + \frac{u}{v}\right)^2$

$E' + E''$ ist aber nicht $= 2E$ wie man erwarten würde !!! ? [Der Longitudinalwellen wäre die Argumentation falsch, weil ~~[illegible]~~ die Änderung der Geschwindigkeit schon bei 2ten und $\int$ vorkommt, aber bei Transversalwellen entfällt keine Komponente in die Richtung! Noch zu untersuchen!]

$$\underbrace{E' + E'' - 2E}_{\Delta E} = \sim 2\frac{v^2}{\lambda^2} \frac{u^2}{v^2}$$ also so, als ob außer der Wellenbewegung noch Fortpflanzungsgeschwindigkeit u bestanden hätte!!

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{u^2}{v^2}$$ unabhängig von λ

Wenn also A Transversalwellen aussendet, und ein dieselben absorbirender Körper B eine schwingende Bewegung mit der Geschwindigkeit u in der Richtung A ausführt, so verbraucht er dazu eine Energiemenge $\mathcal{E}$, so dass

$$\mathcal{E} : E = u^2 : v^2$$

umgekehrt wird auch die Bewegung von B eine Wellenbewegung hervorrufen, welche A affiicirt. Reciprocität. Wie wenn B eine harmonische Schwingung? Lässt sich nicht ein umgekehrter Schluss ziehen auf Wellenbew. von —

Fortsetzung von pag. 30

Wirkliche Intensität $J = \frac{W}{\frac{d\alpha}{d\lambda}}$ W = gefundene (durch Bolometer etc)

$\frac{d\alpha}{d\lambda}$ = tg. = Neigungswinkel der Brechungs Index Curve auf λ bezogen.

Tabelle für Steinsalz

$\frac{d\alpha}{d\lambda}$ für = 0·5μ	0·009 : 0·104 = 0·087
1μ	0·0016 : 0·129 = 0·0123
2μ	0·0013 : 0·527 = 0·00248
3μ	0·0008 : 0·251 = 0·0032
4μ	0·0009 : 0·46 =

besser nach Formel von Ketteler $n^2 = a^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - k\lambda^2$

$k = 0{\cdot}000858$

$a^2 = 2{\cdot}3288$

$M_1 = 0{\cdot}018496$

$\lambda_1^2 = 0{\cdot}01621$

$$2n\,dn = \frac{2M_1\,\lambda\,d\lambda}{(\lambda^2-\lambda_1^2)^2} - 2k\lambda\,d\lambda$$

$$\frac{dn}{d\lambda} = \left[\frac{-M_1}{(\lambda^2-\lambda_1^2)^2} - k\right]\frac{\lambda}{n}$$

$$= \left[\frac{n^2 - a^2 + k\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_1^2} + k\right]\frac{\lambda}{n} =$$

$$\frac{dn}{d\lambda} = \cancel{\frac{n^2 - a^2 - \lambda^2 + \lambda_1^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2}} \quad \frac{\lambda}{n} = \cancel{\frac{n}{\lambda - \lambda_1 \frac{\lambda}{\lambda}} - \frac{a^2 \lambda}{n \lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{k\lambda}{\left(\frac{\lambda}{\lambda_1}\right)^2 - 1 \; n}}$$

	$\lambda^2 - \lambda_1^2$	$\log$	$\log \mu_1 = 0{\cdot}26788 - 2$		μ_1 $(\lambda^2 - \lambda_1^2)^2$
0·5	0·2338	0·368847	0·7377 − 2	0·5294 − 1	0·00018858 338·4
1	0·9838	0·99291 − 1	0·9858 − 1	0·2813 − 2	19·11
2	3·9838	0·60032	1·2006	0·0665 − 3	1·165
3	8·984	0·95347	1·9069	0·3602 − 4	0·2292
4	15·984	1·20357	2·4071	0·8600 − 5	0·007245
5	24·984	1·39759	2·7952	0·4719 − 5	0·02964
6	35·984	1·55606	3·1121	0·1550 − 5	0·01429

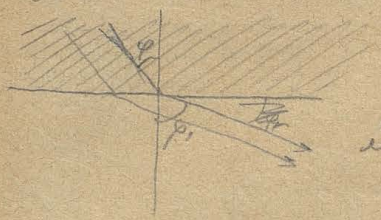
			$\frac{dn}{d\lambda}$	n	$x =$
0·000					
	339·26	169·63	0·1093	1·5518	0·5μ
	19·97	19·974	0·01303	5318	1
	20·23	4·046	0·002650	5266	2
	1·087	3·261	2140	5240	3
	0·930	3·720	2446	5211	4
	0·888	4·440	2920	5189	5
	0·872	5·232	3386	5155	6
				5117	7
				5072	8
				5030	9

Dolometer-Ausschlag ist abhängig von Lösungsfähigkeit des umgebenden Mediums; benützen zur Bestimmg. desselben i. D. für die Gase.

Glühlampe als Dolometer | Absolute Strahlungsmessungen!

Medien mit continuirlich variablem Brechungs Index, Emissions- und Absorptions Vermögen; Übergangsschichten; Wird die Lichtintensität geschwächt und wie ?

Ad Clausius' Sätze:



Gesammte Ausstrahlung nach meiner Formel:

$$S = 2\pi \int_0^{\varphi_m} \frac{\varepsilon}{\alpha} \cos\varphi \sin\varphi \, d\varphi$$ (ohne Berücksichtigung der Brechungs-Schwächung)

dabei φ_m = Winkel der totalen Reflexion

$$n \sin\varphi_m = 1$$

$$S = \frac{\pi}{2}\frac{\varepsilon}{\alpha}\int_0^{2\varphi_m} \sin\varphi \, d\varphi = +\frac{1}{2}(1-\cos 2\varphi_m) = \sin^2\varphi_m = \frac{1}{n^2}\frac{\pi\varepsilon}{\alpha}$$

Also würde das Verhältniss n^2 wohl für die Gesammt-Ausstrahlung gelten, nicht aber für die Strahlung in eine Richtung? Blödsinn!

Die Dichte der unter dem Winkel φ' bis $\varphi'+d\varphi'$ austretenden Strahlen ist:
(mit derselben Vernachlässigung)

$$\sigma_{\varphi'} = \frac{\varepsilon}{\alpha}\frac{\cos\varphi \sin\varphi \, d\varphi}{\sin\varphi' \, d\varphi'}$$

$\sin\varphi : \sin\varphi' = 1 : n$

$$\left.\begin{aligned} n\sin\varphi &= \sin\varphi' \\ n\cos\varphi \, d\varphi &= \cos\varphi' \, d\varphi' \end{aligned}\right\} \quad n^2 \sin\varphi\cos\varphi \, d\varphi = \sin\varphi' \cos\varphi' \, d\varphi'$$

$$\frac{\sin\varphi \, d\varphi}{\sin\varphi' \, d\varphi'} = \frac{\cos\varphi'}{\cos\varphi}\frac{1}{n^2}$$

$$= \frac{\varepsilon}{\alpha}\cos\varphi \frac{\cos\varphi'}{\cos\varphi}\frac{1}{n^2} = \frac{\varepsilon}{\alpha}\frac{\cos\varphi'}{n^2}$$

Somit Lambert's Sätze und Clausius' Sätze Richtig!!! (unter besagter Vernachlässigung)

Gesammte Strahlungs-Energie in einem Raum-Elemente

$$E = \int_{\varphi=0}^{\pi}\int_{\theta=0}^{2\pi} S \sin\varphi \, d\varphi \, d\theta \cdot \frac{dx}{v} = \text{Energie des Atoms} = \iiint \operatorname{div} S \; ?$$

Dagegen der Strahlungs-Strom durch eine Fläche ds (wie unendlich dünne Platte)

$$F = ds \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} S \cos\varphi \sin\varphi \, d\varphi \, d\theta$$

Wenn die Fläche $d\sigma$ alle möglichen Richtungen annimmt, lässt sich der jeweilige Strom ausdrücken durch $F_{max} \cdot \cos\varphi$? Wenn ja so ist F ~~[illegible]~~ verklebt mit Strömung vergleichbar.

Es scheint dies der Fall zu sein. Aber nicht so einfach!

Also Stromfäden construirbar, welche aber aufhören.

Ad Die Strahlung auf ein ~~[illegible]~~ Flächenstück im leeren Raume ist somit so gross, wie wenn das Emissions-Vermögen mit $\frac{1}{n^2}$ wäre [n = Brechungsexpon. des strahlenden Körpers!]

A = strahlender } Körper
B = bestrahlter }
M = Medium

Im allgemeinen folgende Fälle zu unterscheiden:

1). Der einfachste, natürlichste Fall: $n_A = n_B = n_M$

$\Sigma_A \qquad \Sigma_B$

2). $n_A = n_M < (n_B)$

$\Sigma_A \qquad \Sigma_B \left(\frac{n_M}{n_B}\right)^2$

3). $n_A = n_M > (n_B)$ $\qquad \Sigma_A \left(\frac{n_M}{n_A}\right)^2 \qquad \Sigma_B$

4). $n_A = n_B < n_M$ $\qquad \Sigma_A \qquad \Sigma_B$

5). $n_A = n_B > n_M$ $\qquad \Sigma_A \left(\frac{n_M}{n_A}\right)^2 \qquad \Sigma_B \left(\frac{n_M}{n_A}\right)^2$

6). $n_A > n_M > n_B$ $\qquad \Sigma_A \left(\frac{n_B}{n_A}\right)^2 \qquad \Sigma_B$

7). $n_A > n_B > n_M$ $\qquad \Sigma_A \left(\frac{n_M}{n_A}\right)^2 \qquad \Sigma_B \left(\frac{n_M}{n_B}\right)^2$

8). $n_M > n_A > n_B$ $\qquad \Sigma_A \left(\frac{n_B}{n_A}\right)^2 \qquad \Sigma_B$

 [Im Folgenden bedeutet n den relat. Brechungsexp. $n > 1$]

Die Gesammt-Ausstrahlung eines Flächenstückes kann natürlich nicht größer werden als $n^2 \frac{E}{2} dt$; dies ist der Wert wenn das Medium einen größeren Brechungs-Index hat als der strahlende Körper; dann wird aber der Strahlungskegel auf einem kleineren Körperwinkel zusammengedrängt so daß die Wirkung auf ein Flächenstück im Medium (n^2)mal ist. Daraus folgt natürlich, dass unter kleinerem Winkel als jenem der totalen Reflexion überhaupt nicht ausgestrahlt wird!!! Versuch!

Hat das Medium einen geringeren Brechungs-Expon. als der Körper, so ist seine Gesammt-Ausstrahlung nur $\left(\frac{1}{n^2}\right)$ der natürlichen; das übrige wird ins Innere total reflectirt. Die Wirkung auf Flächenstück demselben $\left(\frac{1}{n^2}\right)$. Die Verletzung des Energie-Prinzipes nur scheinbar. Lösung folgt

---

Es gibt zwei Auffassungsarten:

1). Körper in Volumelemente theilen; und die Seitenflächen jedes Vol.-Elementes nach dem Cosinusgesetz strahlend und absorbirend denken dabei Intensität = Strahlungsstärke × Winkeldichtigkeit

2). Das Volumen selbst absorbirend und emittirend denken; dabei bloß Strahlungsdichte

Ad 1). Jeden Raumpunkt als Erregungs-Centrum ansehen und die Wellenfläche betrachten, welche durch den Aufpunkt geht; auf dieser die Flächendichtigkeit $=\sigma$ der Energie berechnen $\left\{ \begin{array}{l} \alpha). \text{ ohne Rücksicht auf Absorption} \\ \beta). \text{ multiplicirt mit dem Absorptionsfactor } \left[= e^{-\int \alpha\, ds} \right] \end{array} \right\}$

Dann ist Gesammt-Energie auf der Wellenfläche $= \iint \sigma\, ds$ [erg. Integral über die Wellenf.]

Oder richtiger: 2 Wellenflächen (event. ∞ benachbarte) und die zwischen ihnen befindliche Raumdichte der Energie berechnen; dann ist Gesamt-Energie ~~[illegible]~~ in dem Raume zwischen den Flächen $= \iiint \rho \, d\tau$ oder wenn der Abstand derselben ∞ klein, so ~~[illegible]~~ kann man mit diese Dichte auch auf der Fläche ausgebreitet denken; wird eine Dichte ζ ergeben, welche anders sein wird als σ (wegen variablen Abstandes der Wellenflächen).

[Ein weiteres Schritt wäre: Berücksichtigung der Zeit]

Dies wird die Betrachtung vereinfachen:

Durch eine im Raume fixierte Wellenfläche geht in einem Zeitelemente ~~[illegible]~~ eine gewisse Energiemenge durch; ~~[illegible]~~ diese auf Flächeneinheit bezogen $= \sigma$; dann ~~[illegible]~~ ist $\int_{t_0}^{t_1} \iint \sigma \, dt \, ds$ gleich der Arbeit, welche der Körper durch Ausstrahlung in dem Zeitraume $(t_1 - t_s) - (t_0 - t_s)$ geleistet hat. [Dabei t_s = Zeitdauer vom Punkt zum Aufpunkt]. Dass ist selbstverständlich gleich dem entsprechenden $\iiint \rho \, d\tau$ zwischen den entsprechenden Wellenflächen.

Dimension Energie = Arbeit = Kraft × Weg = Effect × Zeit $= l^2 m t^{-2}$

Dim $\sigma = l^0 m t^{-3}$; Dim $\rho = l^{-1} m t^{-2}$; Dim $\zeta = l^0 m t^{-2}$

$\frac{\text{Dim } \sigma}{\text{Dim } \rho} = \frac{l}{t}$ (~~Zeit~~ Fortpflanzungsgeschwindigkeit).

Daraus geht schon hervor, dass es am besten ist mit σ zu rechnen, ~~da diese unabhängig ist von der Fortpflanzungsgeschw. im Strahlen~~.

Den Strahlungspunkt ersetzen wir jetzt durch ein Strahlungs-Volumen und

gleichzeitig besitzen wir die Energie (oder Arbeit) auf Volumelement des strahlenden Körpers; somit

$\mathrm{Dim}(b) = l^{-3} m t^{-3}$; $\mathrm{Dim}(\rho) = l^{-1} m t^{-2}$.

Die im Auf-Volumen absorbierte Energie wird dann sein:

$\alpha\, b\, ds\, dt$ dabei $ds\, dt \cdot c = dv$ (Geschw.)

[oder $= \alpha \rho\, dv$ $\mathrm{Dim} = l^{-1} m t^{-2}$]

Durch die Fläche 1 geht in der Zeit $(t_2 - t_1)$ die Energiemenge

$$\int_{t_1}^{t_2}\!\!\iint b\, dt\, ds \text{ durch; } = (t_2 - t_1)\iint b\, ds$$

durch die um dx entfernte Fläche muß die Menge

$$\int_{t_1}^{t_2}\!\!\iint b'\, dt\, ds' \quad \text{also geht} \quad \int_{t_1}^{t_2}\!\!\iint (b''ds'' - b'ds')\, dt = (t_2 - t_1)\iint (b'ds' - b\,ds)$$

$(b' - \frac{db}{dx}dx)(ds + \frac{ds}{dx}dx)$

durch Absorption in dem Volumen $\iint ds\, dx$ verloren

Wenn keine starke Krümmung, so kann man $ds' = ds$ setzen

[Eigentlich sind ds und ds' die Querschnitte einer Strömungs-Röhre]

$b' = b - \frac{db}{dx} dx$

Dann ist der Absorptions-Coefficient $\alpha = \dfrac{\cancel{(t_2 - t_1)} \iint \frac{db}{dx}\, ds}{\cancel{(t_2 - t_1)} \iint b\, ds} = \dfrac{1}{b}\dfrac{db}{dx} = \dfrac{d(\log b)}{dx}$

genauer:

$$\alpha = \frac{\iint \frac{d(b\,ds)}{dx}}{\iint b\, ds} = \frac{d[\log(b\,ds)]}{dx}$$

Emission Vermögen: $\varepsilon\, dv\, dt$ = Energie

Dim $\varepsilon = l^{-1} m\, t^{-3}$ Dim $\alpha = l^{-1} m^0 t^0$

Folgt auch aus Gleichung pag 31: $S_i = \frac{\varepsilon}{\alpha} ds \cos\theta'$

$S_i \times t$ = Energie

$$\frac{l^{-1} m\, t^{-3}}{t^{-1}}\, l^2 t = l^2 m\, t^{-2} \text{ stimmt.}$$

$\alpha\, dx = d \log(\rho\, ds)$

$\log(\rho\, ds) = \int \alpha dx + C$ ~~[illegible]~~ ~~also genügt die gewöhnliche Affinität~~

$\rho\, ds = C\, e^{\int \alpha dx}$ $\frac{\rho_1 ds_1}{\rho_2 ds_2} = e^{\int \alpha dx}$

Um also die absorbirte Menge in einem Auf. Volumelement zu finden betrachte man jeden Punkt des Raumes als emittirend und suche den Strahlungsfluss in Bezug auf diesen Punkt; $\times\, e^{-\int \alpha dx}$ und summiren über Vol. des ~~[illegible]~~ Raumes.

$\iint \alpha \rho\, ds\, dv\, dx$ Jetzt ist $\int \rho\, ds$ über ∞ kleine Kugelfläche $= \varepsilon\, dv$

$4\pi r^2 \rho = \frac{4}{3} r^3 \pi\, \varepsilon$?

Consequenzen des Clausiusschen Gesetzes infolge Variabilität von n für verschiedene Wellenlängen.

1). Strahlender Körper befindet sich in einem dünneren Medium ($n_K > n_M$); Strahlung (gesamte und potentielle) jeder Wellenart = $= \frac{1}{n^2}$ der natürlichen; also werden die Lichtstrahlen etc. mehr geschwächt als die ultrarothen; wenn also das sichtbare Spectrum

zu erhalten, muss man die beobachtete Intensitätswerthe mit n^2 multipliciren!

Anwendung auf Langley's Wärmespectra!!

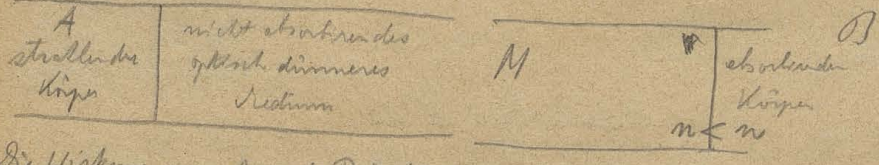
Dasselbe gilt offenbar für die Absorption eines Körpers ~~mit~~ welcher in optisch dichterem ($n_M > n_A$) Medium sich befindet.

2). Strahlung in optisch dichterem oder
Absorption in „ dünnerem } Medium

Jetzt ist die Gesammt{ Strahlung gleich dem natürlichen Werthe
Absorption

dagegen die partielle n^2 mal so gross. Unter kleinerem Winkel als jenem der ~~totalen~~ totalen Reflexion soll überhaupt nicht absorbirt werden! [Versuch!!]

Folgende Versuchs-Anordnung:



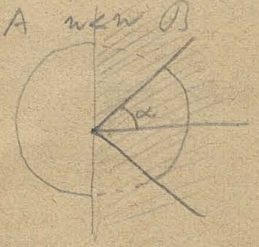
Die Wirkung von A auf B ist jetzt unabhängig von M, und zwar $\left(\frac{n_B}{n_A}\right)^2$ mal so viel.

[Das gilt aber nicht mehr, wenn die Dicke der Strahlstrahlung, das auf Strahl mit den Grenzwinkel vorkommen]. falsch

Wenn jetzt von irgend einer Strahlungsquelle im Raume M eine Strahl-Intensität S hersteht (∥ der Röhre) so ist die Wirkung

Die Wirkung von A auf B ist jetzt unabhängig von n_B, ~~nämlich~~ $= \left(\frac{n_M}{n_A}\right)^2$

Aus folgender Betrachtung folgt aber, dass man die Brechungs-Erscheinung berücksichtigen muss, damit das Energie-Gesetz erhalten bleibt:



wenn α der Winkel der totalen Reflexion ist:
Aus B nach A wird blos aus dem Kegel α emittiert, aus A nach B dagegen aus der ganzen Halbkugel
es würde also nach den früheren ein System bestehend aus zwei Körpern mit gleichem Emissionsvermögen aber verschiedenem n eine Temperaturdifferenz erhalten!

Nennenswerte Formeln:

$$J_p^r = \frac{\sin^2(\varphi-\chi)}{\sin^2(\varphi+\chi)} J_p \qquad J_s^r = \frac{tg^2(\varphi-\chi)}{tg^2(\varphi+\chi)} J_s$$

$$J_p^d = \frac{\sin 2\varphi \sin 2\chi}{\sin^2(\varphi+\chi)} J_p \qquad J_s^d = \frac{\sin 2\varphi \sin 2\chi}{\sin^2(\varphi+\chi)\cos^2(\varphi-\chi)} J_s$$

Also Strahlungsmenge, welche aus A nach B übergeht =

$$S_A = \frac{1}{2}\int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\pi \sin\varphi \cos\varphi \, d\varphi \; \frac{\sin 2\varphi \sin 2\chi}{\sin^2(\varphi+\chi)}\left[1+\frac{1}{\cos^2(\varphi-\chi)}\right] \qquad \sin\varphi = n\sin\chi, \quad \cos\varphi\, d\varphi = n\cos\chi\, d\chi$$

$$S_B = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon_B}{\alpha}\int_0^{\arcsin\frac{1}{n}} 2\pi \sin\chi \cos\chi \, d\chi \; \frac{\sin 2\varphi \sin 2\chi}{\sin^2(\varphi+\chi)}\left[1+\frac{1}{\cos^2(\varphi-\chi)}\right] = \frac{\varepsilon_B}{n^2}\int_0^{\frac{\pi}{2}} \ldots$$

$$S_A = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon_A}{\alpha}\int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\pi\, n\sin\chi \; n\cos\chi \, d\chi \; \ldots \left[\quad\right] = \varepsilon_A \int_0^{\frac{\pi}{2}} \ldots$$

$$= S_B \quad \text{wenn} \quad \varepsilon_A = \frac{\varepsilon_B}{n^2} \qquad \varepsilon_B = n^2 \varepsilon_A$$

es bleibt also auch bei Berücksichtigung dieselbe, diese Ungleichheit!
Um diesen Widerspruch zu beheben müsste man doch annehmen, dass das Kirchhoff'sche Gesetz ~~nicht~~ sich nicht auf die innere sondern

die äußere Strahlung bestellt; dagegen das Clausius'sche nicht auf die äußere sondern die innere. ~~[illegible]~~

Also Gesetz: $\frac{\varepsilon}{\alpha n^2} = \text{const}$ für alle Körper $= l$ $\qquad \frac{\varepsilon}{\alpha} = n^2 l$

Wenn zur Abkürzung $\longrightarrow$

So ändern sich jetzt die Sätze von pag 60:

Gesamt-Ausstrahlung eines Flächenstückes ist immer $= \pi n^2 l\, ds$, wobei n den Brechungsindex des optisch dichteren Körpers bedeutet!

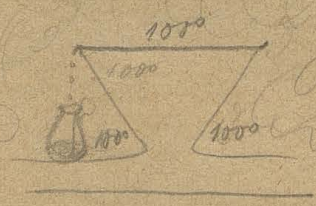
Wenn $n_A < n_M$, so ist aber der Kegelwinkel kleiner als 2π, daher Wirkung innerhalb desselben auf Flächenstück $(n_M^2 \pi d$, außerhalb $= 0$.

Wenn $n_M < n_A$, so ist Gesammtstr. $= \frac{1}{\left(\frac{n_A}{n_M}\right)^2} \cdot n_A^2 = n_M^2$; die Wirkung auf ein Flächenstück überfalle n_M^2.

Also Gesammtausstrahlung pro dem (Brechungs-Index)^2 des optisch dünneren
" Wirkung auf Flächenstück " " " " Mediums.

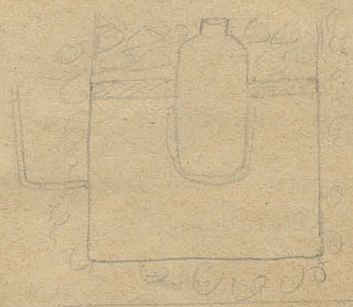
Absolute Messungen der Strahlung:

1). durch Dampfkondensirung



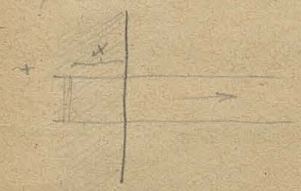
oder umgekehrt

Einfachste Anordnung direct in einem Bunsen'schen Eiscalorimeter:



Durch diese Methode muss man die Luftströmungen und die Leitung eliminieren oder zwei Platten vor, hohe Körper und Leitung berechnen.

Die Emission gilt bei stark absorbierenden Körpern nur von den äussersten Schichten aus; können sie durch mehr Erscheinungen, wie jene der dünnen Platten hervorgerufen werden?



$$\xi = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha x} \cos 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{\lambda}\right) dx$$

$$= \cos 2\pi \frac{t}{\tau} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha x} \cos \frac{2\pi x}{\lambda}\, dx}_{-\frac{\alpha}{\alpha^2 + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}}} + \sin \frac{2\pi t}{\tau} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha x} \sin \frac{2\pi x}{\lambda}\, dx}_{-\frac{\frac{2\pi}{\lambda}}{\alpha^2 + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}}}$$

$$= \frac{-1}{\alpha^2 + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}} \left[\alpha \cos \frac{2\pi t}{\tau} + \frac{2\pi}{\lambda} \sin \frac{2\pi t}{\tau}\right]$$

$$\alpha = A \cos \varphi \qquad \frac{\alpha^2 + 4\pi^2}{\lambda^2} = A^2$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} = A \sin \varphi$$

$$= \frac{-1}{A^2} A \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - \varphi\right)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\pi}{\alpha \lambda}$$

$$= -\frac{1}{A} \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - \varphi\right)$$

also Phasenänderung ↗ und Intensitätsänderung

letztere direkt, dass Intensität $= \underbrace{\sqrt{\frac{1}{\alpha^2 + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}}}}$; also bei constanten α grösser für grosse λ!

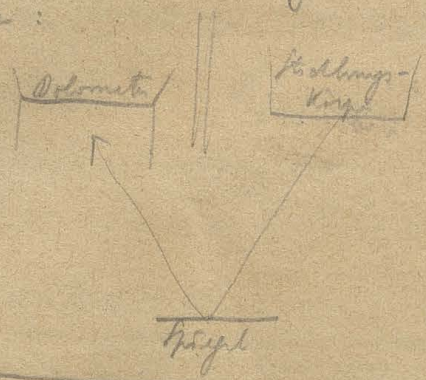
[frühere vorangestellte Formel $= \frac{1}{\alpha}$!]

Also wird z.B. ~~Salz~~ Salz [— in ∞ Dicke wodes = schwarzen Körper] relativ weniger durchlässig, dagegen rot schwarzer St. als aussen dem.

Aber Voraussetzung: Phasengleichheit

Fluorescenz!

6e Versuchs-Anordnung zur Bestimmung der Wärmeleitung der Gase:



dadurch werden die Luftströmungen vermieden; Polum Arrhenius prop.

$(a - \alpha)$

Wärmeleitungsfähigkeit

Constante relative von Rotrecke, von Strahlungsstärke etc.

Interferenz-Erscheinungen; gelingen nicht mehr bei Wellen, die ungleiche Strecke auseinander sind, wegen Wechsel der Oberflächen-Rotung etc; wie rasch findet dieser Wechsel statt, bei strahlender Wärme von verschiedener Temperatur? Abhängigkeit von der Größe der Strahlungsfläche.

Infolge Ausstrahlung kühlen sich die äußeren Schichten eines erwärmten Körpers ab; also geht Strahlung eigentlich von niederer Temperatur aus. Die Vernachlässigung der äußeren Wärmeleitung folgendermaßen:

Absorbirte Menge der elektrischen Strahlung + Überschuss des Wärmestromes =

= ausgestrahlte Volum-Strahlung!

Herzsche Wellen werden erst in gewisser Entfernung von der Erregungs-Stelle transversal; anfangs sind sie longitudinal, dann zirkular; Wie verhält sich dies bei Emission der Wärmestrahlen? !!!

Zusammenfassung der Theorie der Strahlung.

Volumelement jeden Körpers sendet in der Zeit $d\tau$ eine Energiemenge $\eta\, dv\, d\tau$ aus, welche sich nach allen Seiten des Raumes gleichmässig vertheilt, so dass unter dem Kegelwinkel $d\omega$ die Menge $\frac{\eta\, dv\, d\tau\, d\omega}{4\pi}$ ausströmt.

[Dabei Voraussetzungen: 1). Volum-element ∞ gross im Vergleich zu Molecular-distanzen 2). Keinerlei Interferenz-Erscheinungen, da es dem Wellenlänge nicht berücksichtigt werden braucht 3). Isotropie

[in 1). ist enthalten: die Bewegung eines Molecüls (od. Atoms) würde polarisirtes Strahlung erzeugen; infolge der Mittelwerthes aus Polarisation ∞ vieler Molecülen und Richtungen-Änderung derselben innerhalb $d\tau$ hebt sich dies gegenseitig auf; wenn nicht ?]]

~~Volumelement absorbirt von jeder hindurchgehenden Strahlenmenge s den Bruchtheil $\alpha s\, dv$.~~ $b\, d\omega$ = Energie-~~Kraft~~strömung durch den Kegelwinkel $d\omega$, also $\frac{b\, df}{r^2}$ = Energiefluss durch den Querschnitt df

dann muss also, wenn das Volum-Elem. allein ist, und eine geschlossene Fläche herumgelegen wird $\int \frac{b\, df}{r^2} \cdot N = \eta\, dv$ sein

$= -\iiint \operatorname{div}\left(\frac{b}{r^2}\right) dv$

~~r und b sind constant~~

r ist constant; $b = sN$

$= \int dv = 4\pi s$

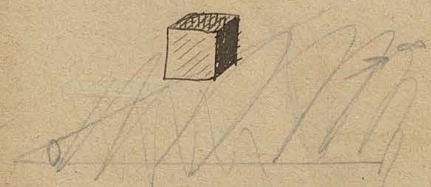
also Energiefluss durch Winkel $d\omega$

$= \frac{\eta}{4\pi}\, dv\, d\omega\, (N)$

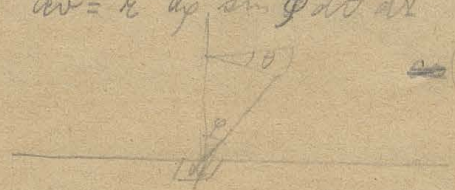
Auf der Strecke dx welche die Energie durchfliesst, wird davon der Bruchtheil $\alpha\, dx$ absorbirt

Somit Energiefluss durch df in der Entfernung r vom Strahlpunkt (innerhalb desselben Radiuss) $= \frac{\eta}{4\pi} dv \frac{df}{r^2} e^{-\alpha r}$ (df, r)

also Energiefluss durch einen Querschnitt eines Hohlraumes der bis in ∞ mit strahlender Masse erfüllt ist:



$dv = r^2 \, d\varphi \sin\varphi \, d\theta \, dr$



$(df, r) = \varphi$

$$= \frac{\eta}{4\pi} \iiint_{r=0}^{\varphi=\pi,\ \theta=2\pi} \frac{r^2 \, d\varphi \sin\varphi \, d\theta \, dr \cos\varphi \, e^{-\alpha r}}{r^2} df$$

$$= \frac{\eta}{4\pi} df \frac{1}{\alpha} 2\pi \underbrace{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi \cos\varphi \, d\varphi}_{= \frac{1}{4}\int_0^{\pi} \sin 2\varphi \, d\varphi = \frac{1}{2}} = \frac{\eta}{4\alpha} df$$

oder ~~speciell~~ allgemein bis zum Kegelwinkel φ

$$= \frac{\eta}{4\alpha} df \sin^2\varphi$$

Bildet man die Summe: $\int \frac{\eta}{4\pi} \int_0^{\infty} e^{-\alpha r} d\omega$, so wird dies: $= \frac{4\pi}{\alpha} \frac{\eta}{4\pi} = \frac{\eta}{\alpha}$

= Gesammt durchstrahlung

?

Dieser folgen demnach: die Größe b = Wirkendichtigkeit des Energieflusses $= \frac{\eta}{4\pi}$
(Kegl.?)

dv denken wir uns als Stück eines ∞ Cylinders $= df \, dx$ in der Richtung desselben

also Gesammtstrahlungsdichtigkeit $= \int_0^{\infty} b \, e^{-\alpha x} = \frac{\eta \, df}{4\pi\alpha}$

auf dem Stücke dx wird davon der Bruttheil α^{dx} absorbirt $= \frac{\eta\, df}{4\pi}\, dx$ 71

dasselbe Stück strahlt in diesem Richtung aus: $\frac{\eta\, dv}{4\pi}$ diese Größen müssen 74

gleich sein, was thatsächlich der Fall ist; also kein Widerspruch gegen Erhaltg. d. E.

Es mögen jetzt zwei Körper mit verschiedenen α und η einander gegenüberstehen; wenn die Temp. die gleiche ist, muss beiderseits durch df aus dem einen Hohlraum in den anderen die gleiche Menge fliessen also

$$\frac{\eta}{4\alpha} = \frac{\eta'}{4\alpha'} = \text{const.} = f_n(\theta) =$$

Wenn aber n verschieden ist, so findet theilweise totale Reflexion statt

$$\eta_1 \quad \alpha_1 \quad v_1 \quad \frac{\sin\varphi}{v_1} = \frac{\eta_2}{\sin\varphi_2} \quad \alpha_2 \quad v_2 \qquad v_2 > v_1$$

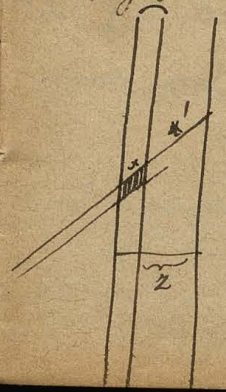
dann geht die Strahlung aus der Halbkugel 2 in den Kegelwinkel φ_1 über, wo $\sin\varphi_1 = \frac{v_1}{v_2}$; und umgekehrt geht nur dieser Theil der Strahlung von 1 nach 2 über, das andere wird total reflectirt.

Also $\frac{\eta_1}{4\alpha_1}\sin^2\varphi_1 = \frac{\eta_2}{4\alpha_2} = \frac{\eta_1}{4\alpha_1}\frac{v_1^2}{v_2^2}$

Somit $\frac{\eta_2}{\alpha_2} v_2^2 = \frac{\eta_1}{\alpha_1} v_1^2 = \text{constant} = f_n(\theta)$

das auch $\cancel{\frac{\eta}{\alpha n^2} = \text{const.}}$ $\frac{\eta}{\alpha n^2} = \text{const} = l$

Ad pag 68: Absorbirte Strahlung des Raumes links:



$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - e^{-\alpha x})\, 2\pi \sin\varphi\, d\varphi\, df \cos\varphi\, \frac{\eta}{4\pi\alpha} \qquad x = \frac{\delta}{\cos\varphi}$$

Absorbirte Strahlung des Raumes rechts

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - e^{-\alpha x})\, 2\pi \sin\varphi\, d\varphi\, df \cos\varphi\, \frac{\eta}{4\pi} \underbrace{\int_0^{x'} e^{-\alpha y}\, dy}_{\frac{1 - e^{-\alpha x'}}{\alpha}} \qquad x' = \frac{z}{\cos\varphi}$$

$$= \frac{\eta}{4\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}} d\varphi\, 2\pi\, \frac{\alpha}{\alpha}\left(1-e^{-\alpha x}\right)\left(1-e^{-\alpha x'}\right)\sin\varphi\cos\varphi\, d\varphi \qquad x=\frac{\delta}{\cos\varphi}$$

$$= \frac{2\pi\eta\, df}{4\pi\alpha}\,\frac{\alpha\delta}{\cancel{\cos\varphi}}\underbrace{\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{\cancel{x}}{\cancel{\cos\varphi}}\left[1-e^{-\frac{\alpha z}{\cos\varphi}}\right]\sin\varphi\cos\varphi\, d\varphi}$$

$$\int_0^1\underbrace{\left[1-e^{-\frac{\alpha z}{x}}\right]}dx = 1-\int_0^1\underbrace{e^{-\frac{\alpha z}{x}}}dx$$

$$\cancel{\frac{\alpha z}{x}-\frac{1}{2}\frac{\alpha^2 z^2}{x^2}+\frac{1}{6}\frac{\alpha^3 z^3}{x^3}-\ldots}$$

$$\cancel{\frac{dx}{x^2}=dt \qquad dx=\frac{dt}{t^2}}$$

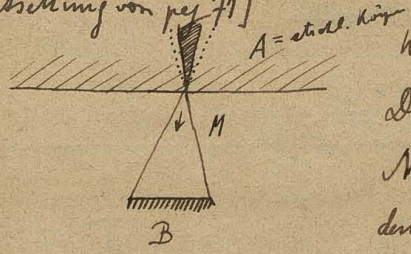
Diese Energiemenge + $k\delta\frac{\partial^2\Theta}{\partial z^2}df = \eta\,\delta\, df$

$$\frac{\alpha z}{x}=y \qquad x=\frac{\alpha z}{y} \qquad dx=-\frac{\alpha z}{y^2}dy$$

$$\int_0^1 e^{-\frac{\alpha z}{x}}dx = -\alpha z\int_\infty^{\alpha z}\underbrace{e^{-y}\frac{dy}{y^2}} = -\alpha z\int_\infty^{\alpha z}\left[\frac{1}{y^2}-\frac{1}{y}+\frac{1}{2}-\frac{y}{6}\right]dy$$

$$\frac{1}{y^2e^y} = \frac{1}{y^2+y^3+\frac{1}{2}y^4+\frac{1}{6}y^5+} = 2,$$

[Fortsetzung von pag 71]



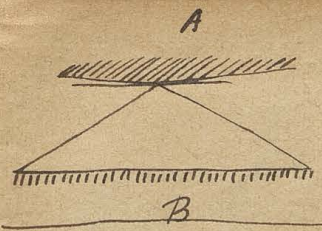
Wirkung des Stoßkegels von A auf B

Der wirksame Kegel ist

Nach pag 65 ist also die Wirkung nur $\frac{1}{n^2}$ von dem ~~Gesichts~~ Schwinkel; $n=\frac{v_M}{v_A}$ also $W=\left(\frac{v_A}{v_M}\right)^2\frac{\eta_A C}{\alpha_A}$

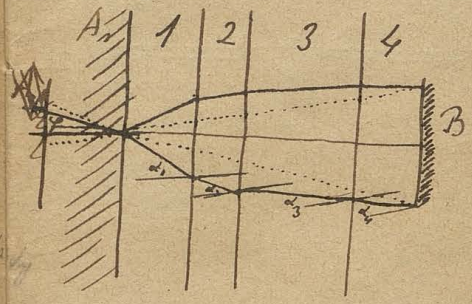
Nun ist aber $\frac{\eta_A}{\alpha_A}v_A^2 = \text{const}$; also Wirkung prop. $\frac{1}{v_M^2}$ also prop. dem (Drehungsexp.)^2 des Radiusvs.

Wenn dagegen $\frac{n_M}{n_A}=\frac{v_M}{v_A}<1$ so kann vom ~~Kegelwinkel~~ Schwinkel gesprochen werden, eventuell totale Refl. stattfinden



Jetzt ist es gleichgültig ob der Winkel BAD noch größer wird.

Allgemeiner Fall: verschiedene Einschaltschichten im Medium



idealer Schwinkel ψ

wirklicher innerer Schwinkel φ

$$\frac{\sin\alpha_4}{v_4} = \frac{\sin\alpha_3}{v_3} = \frac{\sin\alpha_2}{v_2} = \frac{\sin\alpha_1}{v_1} = \frac{\sin\varphi}{v_A}$$

Wirkung wird prop. $\left(\frac{\sin\varphi}{\sin\psi}\right)^2$

$$\delta_1 \operatorname{tg}\alpha_1 + \delta_2 \operatorname{tg}\alpha_2 + \delta_3 \operatorname{tg}\alpha_3 + \delta_4 \operatorname{tg}\alpha_4 = \delta \operatorname{tg}\psi$$

$$\delta_1 \frac{v_1 \sin\varphi}{\sqrt{v_A^2 - v_1^2 \sin^2\varphi}} + \frac{\delta_2 v_2 \sin\varphi}{\sqrt{v_A^2 - v_2^2 \sin^2\varphi}} + \cdots\cdots = \delta \frac{\sin\psi}{\sqrt{1-\sin^2\psi}}$$

$$\sum \delta_1 v_1 \left[1 + \frac{1}{2}\frac{v_1^2}{v_A^2}\sin^2\varphi + \frac{3}{8}\frac{v_1^4}{v_A^4}\sin^4\varphi + \cdots\right] \cdot \sin\varphi = \delta v_A \left[1 + \frac{1}{2}\sin^2\psi + \cdots\right]\sin\psi$$

wenn ψ resp. φ klein sind, genügen die ersten Glieder:

dagegen wenn $\varphi = \frac{\pi}{2}$ so unabhängig von δ!!!
also totale Spiegelung " " "

$$\sin\varphi \sum \delta_1 v_1 = \sin\psi\, \delta v_A$$

$$\left(\frac{\sin\varphi}{\sin\psi}\right)^2 = \left[\frac{\delta v_A}{\sum \delta_1 v_1}\right]^2$$

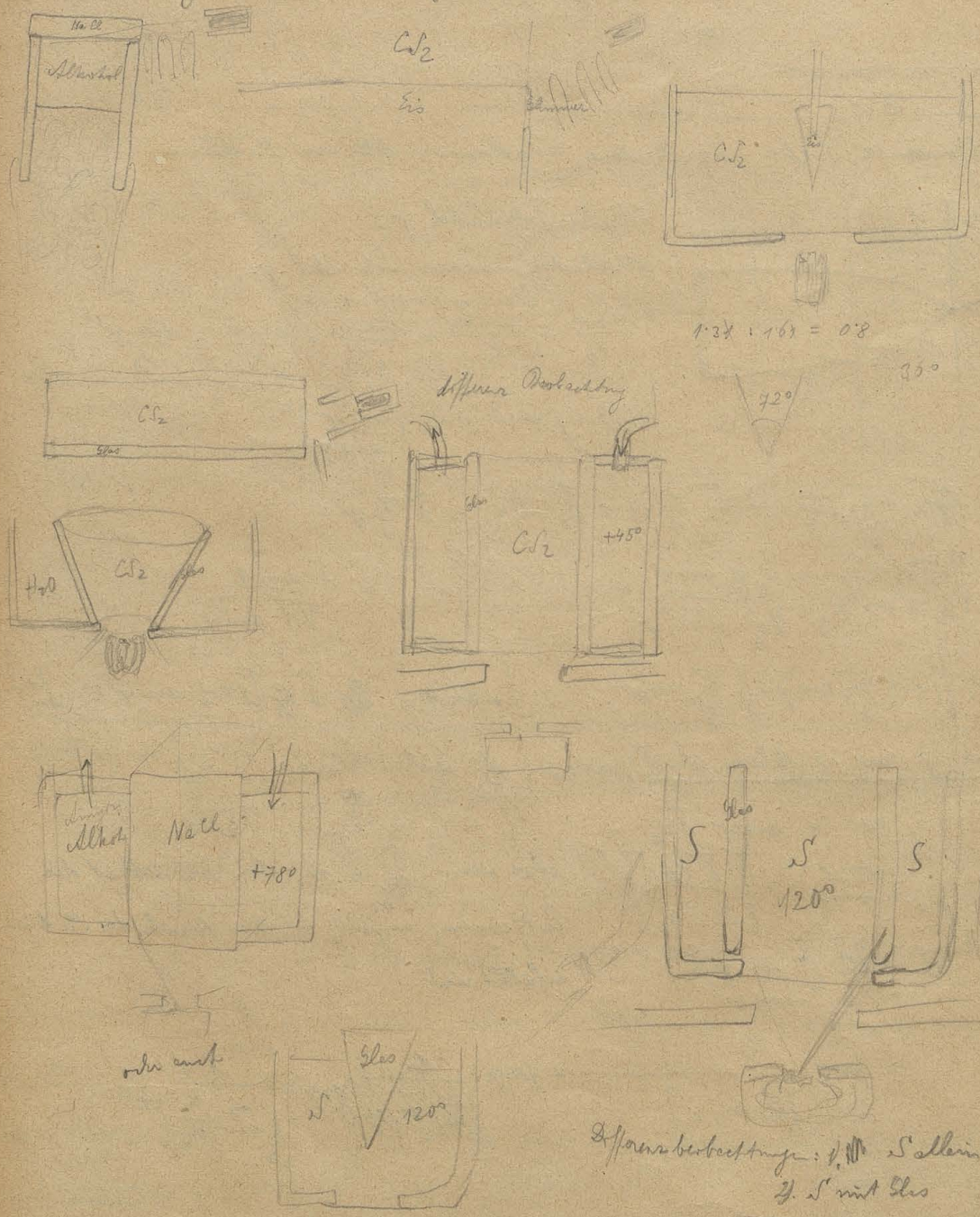
also wenn $\frac{\delta_1}{\delta} = m_1$ den Bruchtheil der Entfernung angibt, welcher durch das Medium erfüllt wird

$$\text{Wirkung} = \frac{\eta_A}{\alpha_A} \left(\frac{\sin\varphi}{\sin\psi}\right)^2$$

$$= \text{prop.} \frac{1}{\left[\sum m_1 v_1\right]^2} = \text{prop.} \frac{1}{\left(\sum \frac{n_1}{m_1}\right)^2}$$

Variabilität von n; Polarisationsverhältnisse; innerer Lichtdruck; ~~innere~~ Platten von endlicher Dicke; innere Reflexionen; trübe Medien. (f(W))

7a Anordnung zur Darstellung des Total-Reflex an der Emersion



Curve mit constantem Radius-Vector-Tangentenwinkel

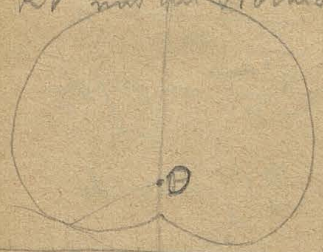
$$r = f(\varphi)$$

$$\frac{dr}{r\,d\varphi} = \operatorname{ctg}\psi = \text{const.}$$

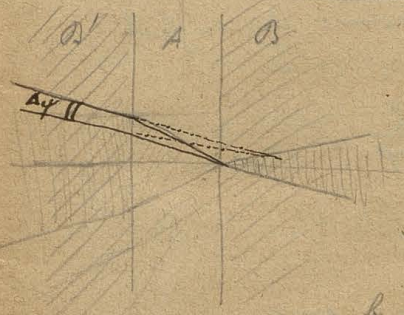
$$\frac{dr}{r} = c\,d\varphi$$

$$r = A\,e^{c\varphi} = \text{Lysanthm. Spirale}$$

Wenn um einen Durchmesser rotirt wird entsteht eine Fläche, wo überall der RV mit der Normalen den constanten Winkel arctg c bildet



wenn das der Winkel der totalen Reflexion ist, kann kein Licht von außen nach innen zum Punkt O dringen, obwohl Körper durchsichtig.



Die Dicke von A soll nur so groß sein, dass die Wirkung von B nur merklich ist, also nicht mehr: schwarzer Körper. Dann muss Emission der Kugel in A + Emission von B' = Emission B

$$\int A = 2\pi \int_{x=0}^{b}\int_{\varphi=0}^{\varphi} \frac{x^2}{r^2}\sin\varphi\,d\varphi\,\cos\varphi\,dx\,\frac{\eta_A}{4\pi}\,e^{-\alpha s}\,ds \qquad r = \frac{x}{\cos\varphi}$$

$$= \frac{\eta_A\,ds}{2\pi}\int_{x=0}^{b}\int_{\varphi=0}^{\varphi} \sin\varphi\,\cos\varphi\,d\varphi\,\frac{dx}{\cos\varphi}\,e^{-\frac{\alpha x}{\cos\varphi}} \qquad \cos\varphi = z$$

$$= \frac{\eta_A\,ds}{2\pi}\int_{x=0}^{b}\int_{z=1}^{\cos\varphi} dx\,dz\,e^{-\frac{\alpha x}{z}} = \frac{\eta_A\,ds}{2\pi}\int_{z=\cos\varphi}^{1} dz \underbrace{\int_0^b e^{-\frac{\alpha x}{z}}\,dx}_{\frac{z}{\alpha}\left[1 - e^{-\frac{\alpha b}{z}}\right]}$$

$$\frac{\sin\varphi}{\sin\psi} = \frac{n_B}{n_A} = \frac{v_A}{v_B}$$

$$\frac{\cos\varphi\,\Delta\varphi}{v_A} = \frac{\cos\psi\,\Delta\psi}{v_B}$$

76

$$J_B = 2\pi \iint \sin\psi \cos\varphi \, d\psi \, dr'' \, \frac{\eta_A}{4\pi} \, e^{-\alpha_B (r'' - r''_b) - \alpha_A r_b}$$

$$r' = \frac{b}{\cos\varphi} + \frac{x}{\cos\psi}$$

$$\frac{r''_b \cdot d\psi}{\cos\psi} = \frac{d\varphi \, r_b}{\cos\varphi}$$

$$\frac{\cos\varphi \, d\varphi}{v_A} = \frac{\cos\psi \, d\psi}{v_B}$$

$$\frac{r''_b \, v_B}{\cos^2\psi} = \frac{r_b \, v_A}{\cos^2\varphi} = \frac{b}{\cos\varphi} v_A$$

$$r'' = r''_b + \frac{x}{\cos\psi}$$

$$\cancel{dr'' = dr''_b}$$

$$\cancel{J_B = \frac{2\pi \eta_A}{4\pi} \iint \sin\psi \cos\psi \, d\psi}$$

$$r''_b = \frac{b}{v_B} \frac{\cos^2\psi}{\cos\varphi}$$

$$\cancel{r''_b \, v_B = r_b \, v_A \, 1}$$

$$dr''_b = \frac{b}{v_B} v_A \left[\frac{-2\left(\frac{v_B}{v_A}\right)^2 \sin\varphi \cos^2\varphi}{\cos^4\varphi} - \frac{1 - \left(\frac{v_B}{v_A}\right)^2 \sin^2\varphi}{\cos^2\varphi} \sin\varphi \right] d\varphi$$

$$\sin^2\varphi - 2\cos^2\varphi = 1 - 3\cos^2\varphi$$

$$= b \frac{v_A}{v_B} \left[\frac{1 - \left(\frac{v_B}{v_A}\right)^2}{\cos^2\varphi} - 3\left(\frac{v_B}{v_A}\right)^2 \right] \sin\varphi \, d\varphi$$

$$\cos\varphi = z$$

$$\cancel{J_B = 2\pi \iint}$$

das dr'' ist bei constantem φ zu nehmen also einfach:

$$dr'' = \frac{dx}{\cos\psi}$$

$$J_B = 2\pi \frac{\eta_A}{4\pi} \iint_{x=0}^{\infty} \sin\psi \, d\psi \, \frac{dx}{\cos\psi} \, e^{-\alpha_B \frac{x}{\cos\psi} - \alpha_A \frac{b}{\cos\varphi}}$$

fehlt!

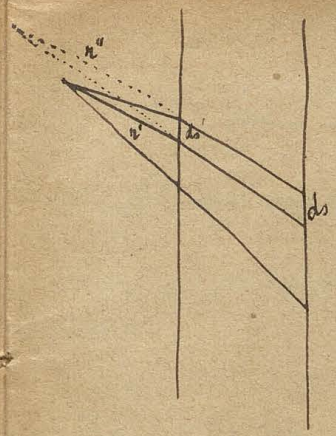
$$\cdot \cos\varphi$$

$$=$$

$$\frac{\sin\varphi}{v_A} = \frac{\sin\psi}{v_B}$$

$$\frac{\cos\varphi}{v_A} d\varphi = \frac{\cos\psi}{v_B} d\psi$$

$$\sin\chi \, d\chi \, r^2 dr = \frac{d\chi}{\cos^2\chi} \cdot r^2 \cos^2\chi \cdot \frac{r \, dr \cdot r \sin\chi}{r^2}$$



$$\text{Strahlung} = \frac{\eta}{4\pi}\, d\varphi\, dv$$

$$= \frac{\eta}{4\pi}\frac{ds'}{r'^2}\cos\psi\, dv$$

$$= \frac{\eta}{4\pi}\frac{ds\, r''}{r'' + \frac{b}{\cos\varphi}}\frac{\cos\psi}{r'^2}\, dv$$

$$\frac{r'\, d\psi}{\cos\psi} = \frac{r''\, d\varphi}{\cos\varphi} = ds'$$

$$ds' : ds = r'' : r'' + \frac{b}{\cos\varphi}$$

$$\frac{\cos\psi\, d\psi}{v_D} = \frac{\cos\varphi\, d\varphi}{v_A}$$

$$\frac{r'\, v_D}{\cos^2\psi} = \frac{r''\, v_A}{\cos^2\varphi}$$

$$= \frac{\eta\, ds}{4\pi}\frac{\cos\psi}{r'^2}\frac{1}{1 + \frac{b}{\cos\varphi}\frac{v_A}{v_D}\frac{\cos^2\psi}{\cos^2\varphi}\frac{1}{r'}}\, dv$$

$$S_D = \frac{\eta_D}{4\pi}\, ds \iint e^{-\alpha_D r' - \alpha_A \frac{b}{\cos\varphi}} \frac{\cos\psi}{r'^2}\frac{1}{1 + \cdots}\, \underbrace{dv}_{\underbrace{2\pi \sin\chi\, d\chi\, r^2\, dr}_{= \cdots}}$$

$$r^2 = r'^2 + b^2(1 + \operatorname{tg}^2\varphi) + 2r'b(\cos\psi + \operatorname{tg}\varphi \sin\psi)$$

$$r\cos\chi = r'\cos\psi + b = x + b =$$

$$r\sin\chi = r'\sin\psi + b\operatorname{tg}\varphi = x\operatorname{tg}\psi + b\sin\varphi$$

$$\operatorname{tg}\chi = \frac{r'\sin\psi + b\sin\varphi}{r'\cos\psi + b}$$

$$r\, dr = r'\, dr' + b^2 \sin\varphi\cos\varphi\, d\varphi + b(\cos\psi + \sin\varphi\sin\psi)\, dr' + r'b\left[\cos\varphi\sin\psi\, d\varphi + d\varphi(\sin\varphi\cos\psi - \sin\psi)\right]$$

$$\frac{r^2\, d\chi}{r^2\cos^2\chi} = \frac{\sin\psi\, dr' + b\sin\varphi + r'\cos\psi\, d\psi + b\cos\varphi\, d\varphi}{r'\cos\psi + b} - \frac{dr'\cos\psi - r'\sin\psi\, d\psi}{(r'\cos\psi + b)^2}\left(r'\sin\psi + b\sin\varphi\right)$$

$$r^2 d\chi = \left[\sin\psi\, dr' + r'\cos\psi\, d\psi + b\cos\varphi\, d\varphi\right]\left[r'\cos\psi + b\right] - \left[dr'\cos\psi - r'\sin\psi\, d\psi\right]\left[r'\sin\psi + b\sin\varphi\right]$$

$$= \cancel{\sin\psi\cos\psi\, r'\, dr'} + r'^2\cos^2\psi\, d\psi + b r'\cos\varphi\cos\psi\, d\varphi + b\sin\psi\, dr' + b r'\cos\psi\, d\psi + b^2\cos\varphi\, d\varphi -$$

$$- \cancel{r'\, dr'\sin\psi\cos\psi} + r'^2\sin^2\psi\, d\psi - b\, dr'\sin\varphi\cos\psi + b r'\sin\varphi\sin\psi\, d\psi$$

$$= r'^2 d\psi + \cancel{b r'\cos(\varphi - \psi)}\; b r'\left[\cos\varphi\cos\psi\, d\varphi + (\cos\psi + \sin\varphi\sin\psi)\, d\psi\right] +$$

$$+ b^2\cos\varphi\, d\varphi + b\, dr'\left[\sin\psi - \sin\varphi\cos\psi\right]$$

Integrale sehr schwer auswertbar, jedenfalls aber wird

$$\int A + \int B' = f_c(\alpha_A, v_A, \alpha_B, v_B, b) = \int B$$ sein müssen

und zwar, da b beliebig ist, ~~daß sie~~ muss sie von b unabhängig sein

also $\frac{\partial f_c}{\partial b} = 0$

$$\int_{B'} = \frac{\eta_B\, ds}{4\pi} \iint e^{-\alpha_B r' - \alpha_A \frac{b}{\cos\varphi}} \frac{\cos\varphi}{r'^2} \frac{1}{1 + \frac{b}{\cos\varphi}\frac{v_A}{v_B}\frac{\cos^2\varphi}{\cos^2\varphi}\frac{1}{r'}}\, dv \quad \text{je} \Big/ \; n = \frac{v_A}{v_B}$$

$n \sin\varphi = \sin\varphi$

$r' \cos\varphi + b = z$

$r' \sin\varphi + b\, tg\varphi = y$

$$tg\varphi = \frac{\sin\varphi}{\cos\varphi} = \frac{\sin\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\varphi}} = \frac{n \sin\varphi}{\sqrt{1-n^2\sin^2\varphi}} = \frac{v_A \sin\varphi}{\sqrt{v_B^2 - v_A^2 \sin^2\varphi}}$$

$(z-b)\, tg\varphi + b\, tg\varphi = y$

$$b^2 \frac{v_A^2 \sin^2\varphi}{v_B^2 - v_A^2 \sin^2\varphi} = y^2 + (z-b)^2 tg^2\varphi - 2y(z-b)\, tg\varphi$$

z und $\cos\varphi = x$ als Variable einführen!

$$r' = \frac{z-b}{x} \qquad \cos\varphi = x \qquad \cos\varphi = \sqrt{1 - \left(\frac{v_A}{v_B}\right)^2 \sin^2\varphi}$$

$$\cos\varphi = \sqrt{1 - \left(\frac{v_A}{v_B}\right)^2 (1-x^2)}$$

$dv = 2\pi\, dz\, y\, dy$

$$y = \frac{z-b}{x} + b\frac{v_A\sqrt{1-x^2}}{\sqrt{v_B^2 - v_A^2(1-x^2)}} = \frac{z-b}{x} + b\frac{1}{\sqrt{\frac{v_B^2}{v_A^2(1-x^2)} - 1}}$$

$$dy = \frac{dz}{x} - \frac{z-b}{x^2}dx - b\frac{1}{\left[\sqrt{\frac{v_B^2}{v_A^2(1-x^2)} - 1}\right]^{3/2}} \left(\frac{v_B}{v_A}\right)^2 \frac{x\, dx}{(1-x^2)^2}$$

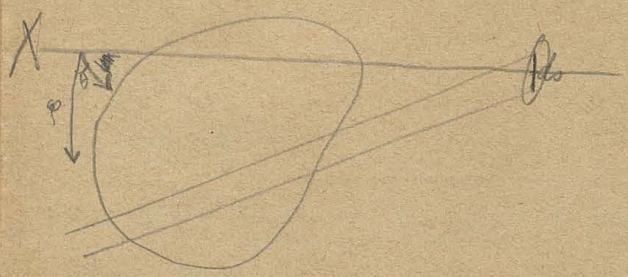
$$S_P = \frac{\eta_0\, ds}{4\pi} \iint e^{-\alpha_D \frac{r-b}{x} - \alpha_A \frac{b}{\sqrt{1-\left(\frac{v_A}{v_D}\right)^2(1-x^2)}}} \frac{x^3}{(r-b)^2} \frac{1}{1 + b\frac{v_A}{v_D}\frac{x^2}{\left[1-\left(\frac{v_A}{v_D}\right)^2(1-x^2)\right]^{3/2}}\frac{x}{r-b}}\, dv \cdot y$$

y = Schwächungsfactor infolge Brechung; muss hier in Detailfragen noch

also Resultat ? ?!

Kann die Volumwirkung durch eine fingierte Oberflächen-Wirk. ersetzt werden? Annahme Brechungs Expon. = 1

Wirkung auf ein ∞kleines Flächenelement.



$$S = \frac{\eta\, ds}{4\pi} \iiint \sin\varphi \cos\varphi\, d\varphi\, d\theta\, e^{-\alpha r}\, dr$$

$$= \frac{\eta\, ds}{4\pi} \iiint \frac{\cos\varphi\, e^{-\alpha r}}{r^2}\, dv$$

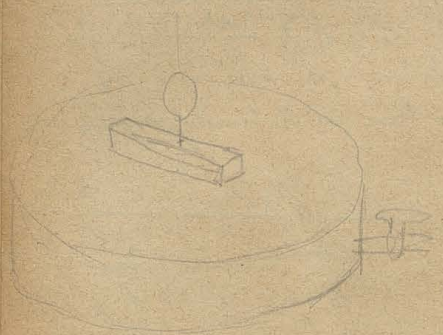
$$= \frac{\eta\, ds}{4\pi} \iiint \frac{x\, e^{-\alpha r}}{r^3}\, dv$$

$$= \frac{\eta\, ds}{4\pi} \iiint e^{-\alpha r} \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r}\right) dv$$

Nach Green'schem Satze:

lässt sich nicht umwandeln?

Für die Theorie der Gasentladungen folgende Versuche von größter Wichtigkeit.



Schwingungsbewegung eines Magneten über einer Luftscheibe welche von Glasplatten eingeschlossen ist. Siehe pag 87

Dämpfung = Leitungsfähigkeit

I. Gewöhnl. Luft

II. Verdünnung successiv bis zum Vacuum

III. Bestrahlung mit ultrav. Licht

IV. Erwärmung

V. Combination von III und II

Gibt es ein Hall'sches Phänomen für verdünnte Gase ?! (Abgesehen von den Versuchen von Arrhenius etc.)

Entscheidung ob. von Lichtbogen electrom. Gegenkraft oder Widerstand, durch Messung der Energiemengen!

Im ersten Fall : $A = [E - \overset{\text{gover.}}{G}]J$

" zweiten " : $A = EJ$

Dieselbe Methode (durch Messung der entwickelten Wärmemenge) zur Entscheidung ob beim Hall'schen und verwandten Phänomenen eine electr. Kraft oder eine Widerstands-Änderung auftritt!

Nähere Untersuchung des Hall'schen Phänomens bei Wärmeleitung von der größten Bedeutung für electro-thermische Prozesse !!!

Untersuchung der actinoelect. Ströme von Stoletow. ! 2. Hauptsatz ?

Hall'sches Phänomen würde sich ganz einfach dadurch erklären, dass die Körper im magn. Felde polarisiert werden. (Vielleicht sind hier auch die magn. Wirkung des Stromes in Betracht zu ziehen ?) Analogie mit optischen Verhältn.: Depolar. Stellg. d. Pol.!

Dass der Hall'sche Effekt gerade bei Eisen etc. relativ schwach ist, erklärt sich daraus, dass es unmöglich ist, die Endplatten transversal zu magnetisiren. Bei obiger Erklärung müsste der ganze thermo-magn. Strom auf Thermoströme zurückgeführt werden ?!

Der elektrom. Stellg. der Polar. Eb. wird ein circular pol. Zustand eine Geschwindigkeits-Änderg. erhalten; Energie!

Ad Hall'sches Phänomen: Bei dieser Anordnung wäre Dämpfung in jedem Fall = 0, weil sich die verdünnte Luft einfach mit drehen würde. Daher noch unter ein feiner Regnet nöthig; jetzt wird die Luft nur die Leibe Drehung machen, daher $\frac{1}{2}$ Dämpfung. Auch falsch! Siehe pag 87

Ad Wärmeleitung. Bisherige Methoden fast durchwegs mangelhaft wegen Nichtberücksichtigung der Strahlung. Lamellen Methode wirft je nach der Dicke der angewendeten Platte verschiedene Coefficienten geben:

1). Bei sehr dicken Platten: moleculare Leitungsfähigkeit + Strahlungsleistung

2). mittleren

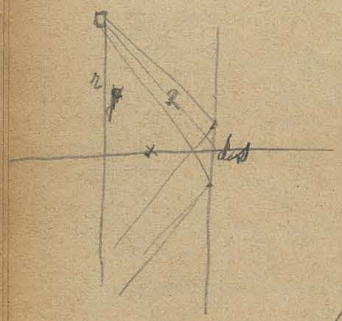
3). sehr dünnen: wenn man die Strahlung der festen Körper durch Diffusionsbeobachtungen eliminirt: blos moleculare Leitung.

Letzteres Resultat wird deutlich auch, wenn man die innere Strahlungs-

leitung unmöglich macht Wie durch Zusatz von Russ, welcher die Flüssigkeit schwarz macht, aber wohl Leitung ganz beibehält. Allgemeine Gleichungen der Wärmeleitung und innern Strahlung.

Anwendung der Lamellen-Methode zur Bestimmung der Wärmeleitung von Gasen!!

~~Änderung~~ Einfluss der Direktstrahlung auf Wärmeleitungsfähigkeit bei ~~A~~ linearem Temperaturgefälle [Correctur von pag 36]



Strahlungsmenge von linker Hälfte

$$\int_{r=0}^{\infty}\int_{x=0}^{x=\infty} 2\pi r\, dr\, dx\, \frac{\eta}{4\pi R^2}\, dA\, \cos(R,x)\, e^{-\alpha R} =$$

$$= \frac{\eta\alpha}{2}\int_{r=0}^{\infty}\int_{x=0}^{\infty} \frac{x\, dx\, r\, dr}{R^3}\, e^{-\alpha R} = -\frac{\eta\alpha}{2}\int\int \frac{\partial\left(\frac{1}{R}\right)}{\partial x}\, x\, dx\, e^{-\alpha R}\, dr$$

$$\int dx \int \frac{x\, r\, dr\, e^{-\alpha R}}{R^3}$$

$x = R\cos\varphi \qquad dx = dR\cos\varphi - R\sin\varphi\, d\varphi$

$r = R\sin\varphi \qquad dr = dR\sin\varphi + R\cos\varphi\, d\varphi$

$r = \sqrt{R^2 - x^2} \qquad r^2 = R^2 - x^2 \qquad r\,dr = R\,dR$

$x\,dx = R\,dR$

$$= -\frac{\eta\alpha}{2}\int\int \frac{\partial\left(\frac{1}{R}\right)}{\partial R} = \int_0^{\infty} x\,dx \int_x^{\infty} \frac{e^{-\alpha R}}{R^2}\, dR\, \eta$$

$\eta = \eta_0 + x\varepsilon$

$2\pi R \sin\varphi$

$$\iint_{R=0\ \varphi=0}^{\infty\ \frac{\pi}{2}} 2\pi R^2 \sin\varphi \, d\varphi \, dR \, \frac{\eta}{4\pi} \frac{ds \cos\varphi}{R^2} e^{-\alpha R} =$$

$$= \frac{ds}{2} \iint e^{-\alpha R} \sin\varphi \cos\varphi \, d\varphi \, dR \, \eta$$

$$\eta_0 : \eta_0 = \theta^4 : \theta_0^4 = \left[\frac{\theta - \theta_0 + \theta_0}{\theta_0}\right]^4 = 1 + 4\frac{\theta - \theta_0}{\theta_0} + \cdots$$

$$\eta = \eta_0 \left[1 + 4\frac{\theta - \theta_0}{\theta_0}\right] \qquad \theta - \theta_0 =$$

$$\eta = \eta_0 [1 + \varepsilon x] = \eta_0 [1 + \varepsilon R \cos\varphi]$$

Ganzer Strom:

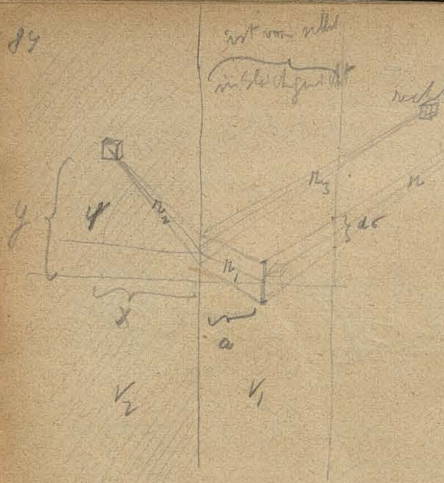
$$\eta_0 \varepsilon ds \iint e^{-\alpha R} R \underbrace{\sin\varphi \cos^2\varphi}_{} \, d\varphi \, dR = \iint e^{-\alpha R} R \, dR \left.\frac{\cos^3\varphi}{3}\right|_0^{\frac{\pi}{2}}$$

$$= -\frac{1}{3} \int e^{-\alpha R} R \, dR = -\frac{1}{3} \left[\left.\frac{e^{-\alpha R}}{-\alpha} R\right|_0^\infty + \frac{1}{\alpha} \int_0^\infty e^{-\alpha R} dR \right]$$

$$= +\frac{1}{3} \frac{1}{\alpha^2} [\eta_0 \varepsilon ds]$$

[in dem Werke auf pag 76: $\frac{16}{3}$ also bloß $\frac{2}{3}$ jenes Wertes, wenn man die seitlichen Strahlen mit berücksichtigt]

Die Ableitung des Koeffizienten besagt, dass $\frac{\eta}{\alpha}$ eine Konstante ist, ist dahin noch zu vervollständigen, dass sich auch die Temperatur jedes einzelnen Volumelementes nicht ändern darf (pag 71).



Durch die Fläche ds muss ebenso viel von links nach rechts, wie von rechts nach links gehen.

$$r_1 + r_3 = r$$

$$d\sigma = ds \frac{r}{r - r_1}$$

$$d\sigma \cos\varphi = r_2\, d\varphi \qquad \left\{ \frac{\sin\varphi}{v_1} = \frac{\sin\psi}{v_2} \right.$$

$$d\sigma \cos\varphi = (r - r_1)\, d\varphi \qquad \frac{\cos\varphi\, d\varphi}{v_1} = \frac{\cos\psi\, d\psi}{v_2}$$

$$\frac{d\sigma \cos^2\psi}{r_2 v_2} = \frac{d\sigma \cos^2\varphi}{v_1 (r - r_1)}$$

$$r_2 = \frac{\cos^2\psi}{\cos^2\varphi} \frac{v_1}{v_2} (r - r_1)$$

$$S_e = \int_0^\infty \int_0^\infty 2\pi y\, dy\, dx \; \frac{\eta_2}{4\pi}\, d\psi \; e^{-\alpha_2 r_2 - \alpha_1 r_1}$$

$$r_1 \sin\varphi + r_2 \sin\psi = y \qquad r_1 \cos\varphi = a \qquad r_2 \cos\psi = x$$

$$d\psi = d\sigma \frac{\cos\psi}{r_2} = d\sigma \frac{x}{r_2^2}$$

$$r_2^2 = x^2 + y^2 + r_1^2 \sin^2\varphi - 2 y r_1 \sin\varphi$$

$$= x^2 + y^2 + a^2 \operatorname{tg}^2\varphi - 2 y a \operatorname{tg}\varphi$$

$$= \frac{x^2}{1 - \sin^2\varphi \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^2}$$

Verbesserung des Elektrostates durch Tränken des Kollefeders mit Erden, analog Auer-Brenner.

Berechnung der durch Bewegung in der ersten Ableitung, Kräfte etc. als Veränderung von D und μ, L.

Analogie zwischen: Abstossung von Scheiben etc. durch rechte magnet. Polarisationen, Anziehung polarisierender, in Elektrizität getauchter Kugeln, und ponderomotorische Kräfte der Lichtbewegung vielleicht bei Herz. Schwing. nachzuweisen.

Rathematische Behandlung der Elektrostatik-Zeiten und elastische Nachwirkung als cyclische Bewegung!!!

† Abweichung infolge Veränderlichkeit der Parameter oder auch analog mit Herstellung eines electrostat. Zustandes unter Wirkg. innerer Kräfte ($e^{-\alpha t}$)

Elastische Nachwirkung – Hysterese etc. des Magnetismus!

Statt Longitudinal- Transversal- Wellen lieber Compressions und Defogurations-Wellen einführen; ist dies in allen Fällen dasselbe?

Maxwell'sche Theorie.

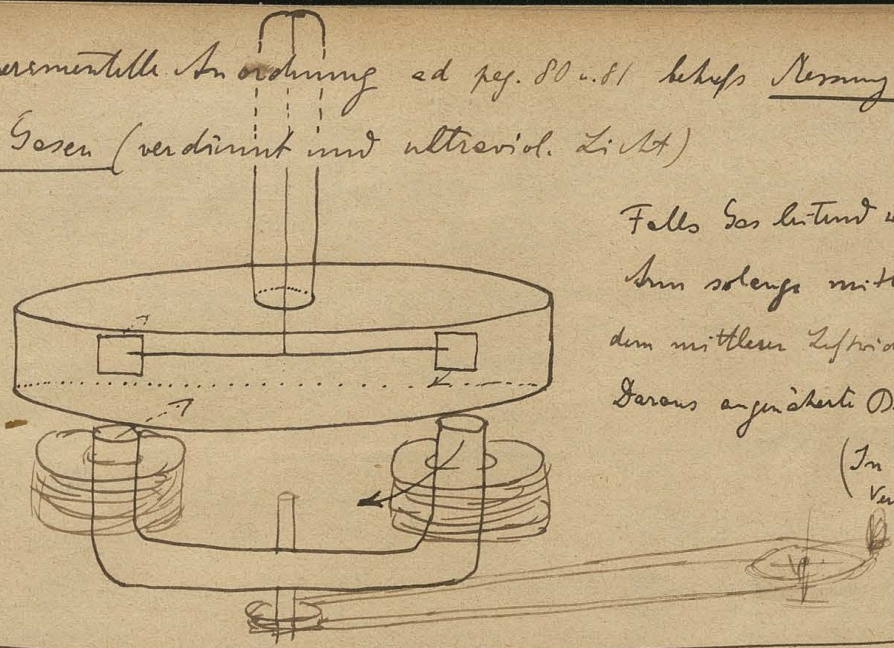
Keine der bisherigen Formulierungen ist vollkommen befriedigend.
Die X Y Z, L M N, ~~P~~ werden als hypothetische, nicht direkt messbare, und der Erfahrung nicht zugängliche Größen eingeführt. ~~Das ist~~ Da die Gleichungen an sich keine concreten Größen enthalten, muss die Verbindung mit den thatsächlich wahrnehmbaren, das ist electrostatischen und electrodynamischen Kräften, durch das unbeschränkt stehende Princip der Energie hergestellt werden! Wie verhält sich dieses an den X' Y' Z' Kräften? Gibt die Abhängigkeit der Wärmewirkung kund?

Aus allem folgt, dass die Maxwell'sche Gleichung eine mögliche, nicht aber eine nothwendig allein richtige Beschreibung enthalten.*)

Eine vollkommene Theorie müsste
1). ausgehen von den beobachtbaren Erscheinungen: electrost., electrodyn., Wirkungen und Wärmewirkungen, (eventuell auch Electrolyse etc)
2). Da der Magnetismus ~~der~~ weniger gut bekannte, und experimentell, wie theoretisch schwieriger zu behandelnde Theil ist, ~~wird~~ und da die innige Verquickung von Electr. und Magn. nur vermutet, sollte er von der theoretischen Grundlage ganz ausgeschieden werden und hinterdrein soll man trachten ihn durch Electr. zu erklären.
Wenigstens versucht! Jedenfalls sind seine Phänomene viel dunkler als Wärme etc.
3). Der Zusammenhang mit allgemeiner Energetik sollte inniger sein.

*) So z.B. kann man ohne weiteres zu den Gleichungen C noch Glieder hinzufügen:
$+\frac{\partial \Omega}{\partial x}, \quad +\frac{\partial \Omega}{\partial y}, \quad +\frac{\partial \Omega}{\partial z}$

Experimentelle Anordnung zu pag. 80 u. 81 behufs Messung der Leitungsfähigkeit von Gasen (verdünnt und ultraviol. Licht)



Falls Gas leitend wird, wird sich der Arm solange mitbewegen bis Torsionskraft dem mittleren Luftwiderstand gleich wird. Daraus angenäherte Berechnung

(In Röhren könnte man die Verschiebungsströme genommen werden)

Allgemeine Gleichungen der ponderomotorischen Kräfte von bewegten Leitern (ohne Ströme) im magn. Felde.

Zu Hall'schen Phänomen:

Für die electrische Formulirung offenbar ganz gleichgültig und unentscheidbar ob Widerstand, ob electrom. Kraft. Denn

$$\frac{d\,\mathfrak{L}}{dt} = \frac{d\varphi}{dz} - \frac{dR}{dy} + 4\pi L\,(P + X)$$

wenn $X = aP$, so kann ebensogut gesetzt werden $X = 0$, $L = L_0(1+a)$

wohl auch hier bei rotatorischen Widerst. Änderung der Fall.

Daher erst Untersuchung des thermomagn. Effectes; da die elektrom. Kraft eine Arbeit leistende ist, muss auch Umkehrung gelten; bei Stromtemp. verschiedenheit und diese könnten vielleicht Ursache des H.E. sein.

Auf die Temp. Unterschiede dieselbe Argumentirung anwendbar, wie bei thermoelectr. (pag. abs. Temp.)

Analogie zwischen elektrischer Verschiebung und elastischer (nach d. Kopf)

erstreckt sich wahrscheinlich viel besser (oder nur?) auf Gestalts-Elastizität

z.B. Dielectrica ohne Leitung — vollkom. elast. Körper

" mit " — feste Körper (Kautschuk etc)

metallische Leitung — Flüssigkeiten (mehr oder weniger zähe)

Wärmeentwickelung dabei

Infolge Leitung

(Zähigkeit muss = 0 gesetzt werden)

dauernde Diffusion — wahre Elektricität

Aufhebung des elektrischen Zwanges infolge Leitung — — — infolge langsamen Fließens

Rückstandsbildung — elastische Nachwirkung

nicht merkbar klein

Was entspricht Magnetismus?

Was Volumelastizität?

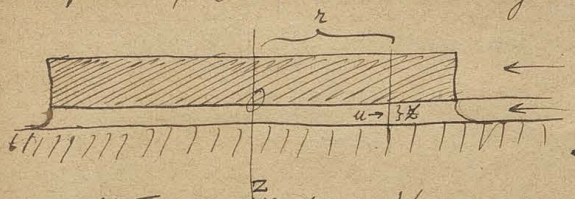
oder Längselastizität?

Kann man die Fraken bei Dynamomaschinen nicht direkt Collmaschine regulieren?

Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Gesetzen mittelst Induktionsregel.

Anwendung der abstossenden Kräfte (J J Thomson) infolge Selbstinduktion und dadurch Phasenverschiebung; z.B. Electrodynamometer, einen Pol in sich geschlossen; Benutzung zur Messung von Induktionskoeff., dann zur Bestimmung der Wechselzahl bei Wechselströmen sowie überhaupt der Form der Wellen.

Temperatur, welche durch Eiskühlung erreicht wird.



← Stahlplatte mit constantem Temperaturgefälle

← abfließendes Schmelzwasser

← Eisfläche, welche durch Druck P hinaufgedrückt wird

I. Totale abfließende Wassermenge = abgeschmolzene Menge
l = latente Schmelzwärme

$$\int_0^z 2\pi r\, u\, dz = \frac{-2\pi}{l}\int_0^r \underbrace{\left(\frac{d\theta}{dz}\right)_{z=Z}}_{\text{muss überall gleich groß sein, wenn sich die Form der Eisoberfläche nicht ändern soll}} K\, r\, dr$$

$$= -\frac{\pi R^2 K}{l}\left(\frac{d\theta}{dz}\right)_{z=Z}$$

a). $$\int_0^Z u\, dz = -\frac{\pi R K}{l}\left(\frac{d\theta}{dz}\right)_{z=Z}$$

[Gesammter Wärmestrom $\left(R^2\pi K \frac{d\theta_0}{dz}\right)_{\text{stell}} = R^2\pi K\left(\frac{d\theta}{dz}\right)_{z=Z} + 2\pi R\int_{z=0}^{Z} u_R c\rho\, dz \cdot \theta_R$

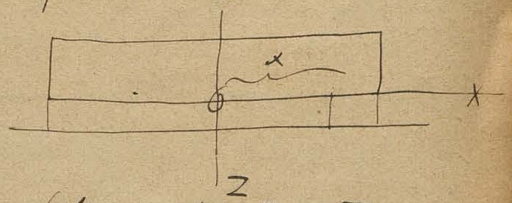
b). $$K\frac{d\theta_0}{dz} - K\left(\frac{d\theta}{dz}\right)_Z = \frac{2}{R}c\rho\int_0^Z u_R\,\theta_R\, dz$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + \cancel{v\frac{\partial u}{\partial y}} + w\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{-1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho}\nabla^2 u$$

$$u\frac{\partial w}{\partial x} + w\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{-1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\mu}{\rho}\nabla^2 w$$

I). $$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

Einfachere Annahme: 1-Dimension



(Lösung mittelst I und II; Umwandlung der Coordinaten auf Isotherme)

Grenzbedingungen: für $z = 0$: $u = w = 0$

für $z = Z$: $u = 0$; $w = \text{const.} = \frac{K}{l}\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)_Z$

für $x = X$: $p = 0$

II). $$\frac{\partial\theta}{\partial x}u + \frac{\partial\theta}{\partial z}w = \frac{K}{\rho c}\nabla\theta$$

Z ist gegeben für $\theta = 0$

Grenzbedingungen: für $z = 0$: $K\left(\frac{d\theta}{dz}\right)_0 = K\frac{d\theta_0}{dz} = \text{constans}$

$z = Z$: $K\left(\frac{d\theta}{dz}\right)_Z = \text{constans} = \frac{l}{X}\int_0^Z u_x\, dz$

Wärmeleitungsfähigkeit von Tuchstoffen, Watte etc.

hängt ab

1). von der Dicke der Substanzschicht und deren ~~Wärme~~ K.

2). von der Feinheit der Vertheilung derselben; das begünstigt die Ruhe des Gases und verhindert die Strömungen

3). von dem Gase α). K

β). Reibungscoeff.

γ). spec. Gew.

δ). spec. Wärme

Gewöhnlich mittelt man nach der Dicke des Stoffes; viel mehr maßgebend ist der Widerstand, welcher einem Luftstrom (Durchblasen) begegnet.

Ponderomotorische Kräfte auf ~~Kö~~ Körper in elektrisch durchströmten Flüssigkeiten. Convectionsströme (Electrolyse?)

Infolge Thomson-Effect muss in einem einzigen unglattförmig temperirten Leiter Potential-unterschied bestehen. Nachweis ob. 2 verschieden temp. Platten aus demselben Metall aneinandergehalten so dass nur Berührung in einigen Punkten, dann ausserhalb und Electrolyse. (↑ Condensator)

~~Kraft~~ Ponderomot. Kräfte welche auf die Electroden der Electrolyse wirken.

Ad Funkenbildung.

Wenn Elect. durch Luftstrecke strömt, entsteht infolge des eigenen magnet. Kraftfeld eine cylindrische concentrische Luftströmung.

Falls Strom stationär werden könnte und auf Cylinder von Radius ρ beschränkt wäre

angenommen: gleichmässige Stromdichte

$$\operatorname{curl} \mathfrak{H} = \frac{4\pi L}{D} \mathfrak{E} = \frac{4\pi}{\cancel{D}} \frac{J}{\pi \rho_0^2} = \frac{4J}{\cancel{D}\rho_0^2} = \text{const.} = 2\mathfrak{u}$$

$$\mathfrak{H} = \underbrace{\cancel{\mathfrak{H}_0}}_{=0} + V \mathfrak{u} \, v$$

$$\mathfrak{H} = \frac{2J}{\cancel{D}\rho_0^2} r \mathfrak{n} \quad \text{innerhalb } \rho_0 \quad ? \qquad \cancel{\text{und } \mathfrak{H} = \frac{J}{r^2} \text{ ausserhalb } \rho}$$

ausserhalb: $V = \int_{\rho=\varphi=0}^{\rho_0^2 r} \frac{J}{\pi\rho_0^2} \frac{\rho \, d\rho \, d\varphi}{\sqrt{r^2+\rho^2+2r\rho\cos\varphi}}$ Druck proportional $\frac{J^2}{\rho_0^2}$

$\cancel{\mathfrak{H} = \int_0^{\rho_0} \int_0^{2\pi} \frac{J}{\pi\rho_0^2} \rho \, d\rho \, d\varphi}$ $\int$ angenähert $\mathfrak{H} = \frac{J}{r^2}$

Angenähert/Annahme: $\mathfrak{H} = \frac{J}{\rho_0^2} \frac{r}{\rho_0}$ bis $r = \rho_0$

$= \frac{J}{r^2}$ entsteht

Diese Strömung ist durch selbst wieder electromot. Kräfte (namentlich an der Oberfläche, welche den ursprünglichen entgegengesetzt sind; prop. J^3

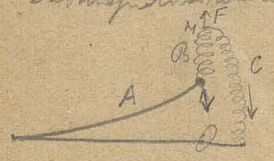
Wenn man die Correction infolge derselben berücksichtigt, so Δ Druck $\sim J^4$

Δ Elektrom. Kraft $\sim J^5$ etc. = successive Annäherung durch Reihenentwicklung; die Herzsche Gleichung sollte die volle Lösung geben.

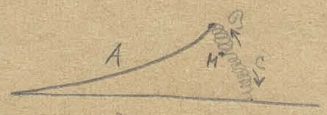
p2

Mechanische Analogie von remanentem Magnetismus:

Feder A verschiebt sich mit Reibung des Endpunktes; Feder B wird ~~A~~ von der äusseren Kraft gespannt und zieht eventuell den Endpunkt von A nach sich; Feder C = entmagnetisierende Kraft, strebt in Ruhelage zurück.



im Moment der stetig angewachsenen äusseren Kraft F



wenn äussere Kraft wieder = 0

Verlorene Energie bei einem Cyklus = Reibungsarbeit von A = pers. AO

das stimmt trotzdem nicht, da sich hier Cykle immer sehr klein, ohne Bewegung von A ausführen lassen, und gerade dann ist dissipierte Energie am grössten

Leicht sich zu imaginieren, dass resultierende Wirkung = $\sum_0^\infty$ von sehr vielen solchen Apparaten herrühren die ~~Wirk. der Feder~~ durch die Reibung zwischen 0 und ∞ variirt

Aufsteigender Ast: (bereits im Cyklus)

$$E X + R = \eta (x - X)$$

$$\eta (x - X) + \varepsilon x = F$$

$$X = \frac{\eta x - R}{E + \eta} = \frac{(\eta + \varepsilon) x - F}{\eta}$$

$$\eta^2 x - \eta R = (\eta + \varepsilon)(\eta + E) x - (E + \eta) F$$

$$x = \frac{(E + \eta) F - \eta R}{\eta (\varepsilon + E) + \varepsilon E}$$

$$X = \frac{\eta \frac{(E + \eta) F - \eta R}{\eta (\varepsilon + E) + \varepsilon E} - R}{E + \eta}$$

$$= \frac{\eta F}{\eta (\varepsilon + E) + \varepsilon E} - R \frac{\eta (\eta + \varepsilon + E) + \varepsilon E}{(E + \eta)}$$

bis F_1:

~~Abtsteigender~~

~~Abtsteigender Ast aufgesp.~~

Abtrigender Ast:

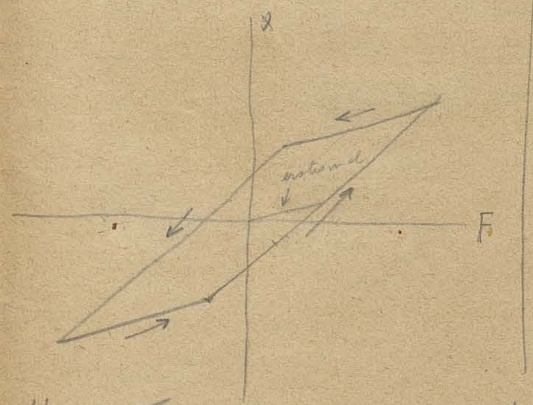
$$x = \frac{F + \eta X_1}{\varepsilon + \eta} = > x_1 \quad \text{solange bis } \eta(X_1 - x) = R \qquad F = X_1 \varepsilon - R\frac{\varepsilon+\eta}{\eta}$$

$$\frac{\eta}{\varepsilon+\eta}(X_1 \varepsilon - F) = R$$

beim ersten male wird R ~~[illegible]~~ anfangs nicht berücksichtigt

$X = 0$ somit:

$$x = \frac{F}{\varepsilon+\eta}$$



Wenn Σ und man annimmt das von jedem R gleichwertig verten die sind:

die selbe $R > \frac{\eta F_1}{\varepsilon+\eta}$ werden wieder nach obiger Formel berücksichtigt

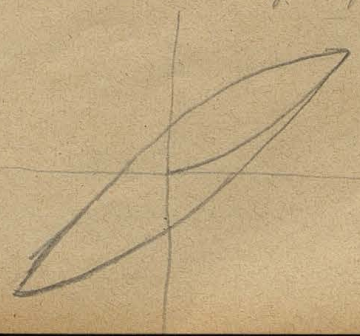
$$\int_0^{\frac{\eta F_1}{\varepsilon+\eta}} \frac{(E+\eta)F - \eta R}{\eta(\varepsilon+E)+\varepsilon E}\, dR + C\frac{F}{\varepsilon+\eta}$$

$$= \frac{(E+\eta)F\frac{F_1\eta}{\varepsilon+\eta} - \frac{\eta}{2}\frac{\eta^2 F_1^2}{(\varepsilon+\eta)^2}}{\eta(\varepsilon+E)+\varepsilon E} + C\frac{F}{\varepsilon+\eta}$$

[daher oben zu bemerken, daß ~~daß~~ x schon bei der entmag. Kraft einsetzen ist!]

[beim ersten Male $x = \frac{(E+\eta)\frac{\eta}{\varepsilon+\eta} - \frac{\eta^3}{2\eta(\varepsilon+\eta)^2}}{\eta(\varepsilon+E)+\varepsilon E} F^2 + C\frac{F}{\varepsilon+\eta}$ somit geschlossen nach oben]

Voraussichtlich wird der Cykel folgendes etwa:



p.5

Valore energia

I). fallo $F_1 < R\frac{\varepsilon+\eta}{\eta}$ $\quad n = 0$

fallo $F_1 > $ " $\quad n = 8$ mal

$x = \frac{R}{\eta}$

$F = R\frac{\varepsilon+\eta}{\eta}$

$$(VE) = \frac{F_1 x_1}{2} - \frac{F_0 x_0}{2} - (F_1 - F_0)x_0 - \frac{(x_1 - x_0)(F_1 - F_0)}{2}$$

$$= \frac{1}{2}(\cancel{F_1 x_1} - \cancel{F_0 x_0} - 2F_1 x_0 + 2\cancel{F_0 x_0} - \cancel{x_1 F_1} + x_0 F_1 + x_1 F_0 - \cancel{x_0 F_0})$$

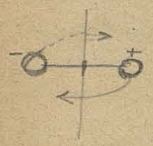
$$(VE) = \frac{1}{2}(x_1 F_0 - x_0 F_1) \qquad = \frac{1}{2}(x_1 F_0 - x_0 F_1)$$

$$= \frac{(E+\eta)F_1 - \eta R}{\eta(\varepsilon+E) + \varepsilon E} R\frac{\varepsilon+\eta}{\eta} - \frac{R}{\eta} F_1$$

$$\int_0^{\frac{\eta F_1}{\varepsilon+\eta}} \Big[\qquad \Big] dR = \text{prop. } F_1^3 \text{ !}$$ dico = Grenzfall = ad L. Rayleigh

~~Die Electrolyse einen Wirbel in der Flüssigkeit um die Stromrichtung als Axe erzeugen! Muss der Effect eines Kreisstromes somit magnetisches Feld in der Richtung des Stromes erzeugen! Würde Ross Fehler, denn negative Partikeln machen dieselbe Bewegung; Stromlinien bleiben gerade geben eine Strömung der Geschwindigkeit der Ionen!~~

Theoretische Behandlung eines Mediums welches aus (Rotations)Körpern mit entgegengesetzt ± elektrost. Ladung besteht und welche um eine darauf ⊥ Axe rotieren!!



Welches elektrost. und magn. Feld producirt ein solcher Convection Strom, welche Schwingungen, producirt Kräfte infolge magnet. und electrost. Feldes, Erklärung des Magnetismus. Strahlung?

Neg. Körper müssten concentrier positive Wärme strahlen?

Abhängigkeit der Funkenentladung und Electric. Leitung von Dem von der Temper.

Resonanz zwischen Bögen und Stromwechsel.

Funkenentladungen in Flüssigkeiten und festen Körpern.

Theoretischer Beweis und Verbesserung der Formel von Trouton:

Verdampfungswärme = (Molgewicht)^2

Electrolyse von Colloidalsubstanzen im magnet. Felde!

Bisherige Theorien der anomalen Dispersion etc. behandeln die absorbirenden Medien als ~~aus~~ aus Molekeln zusammengesetzt, welche gewisser Eigenschwingungen fähig sind; richtiger wäre vorauszusetzen, dass sie dieselben auch wirklich ausführen (wenigstens theilweise als ~~W~~ Wärmestrahlung); die Modificationen derselben infolge äusserer Bestrahlung! Würde die Erscheinungen der Fluorescenz und Phosph. erklären!

Die Wärmestrahlen üben auf Phosphorescenz eine auslöschende Wirkung aus (infolge Erwärmung schnellerer Ablauf). Vielleicht würde man viel mehr phosphorescirende Substanzen finden indem man sie auf tiefe Temperaturen bringt und vor gewöhnlicher Wärmestrahlung schützt.

Ad Tumlirz: Wie wirkt die Reaction des Dampfes infolge Strömungsgeschwindigkeit auf den Druck zurück? Arbeit infolge dessen.

Ausführung der Äquivalenz zwischen Leitung und Convection.
Convection vom Standpunkt der kinetischen Gastheorie; Stromwärme = Pouy;
~~Wenn~~ Erfordert dass in Convections Strom auch durch Kraftlinienwendung dynamoelektr. Ströme inducirt werden; Entstehung derselben?

Wird die Leitungsfähigkeit von Flüssigkeiten beeinflusst durch ultraviolette ~~W~~ Durchstrahlung?

Wenn in Mitteln die Flüssigkeiten gemischt werden, wird Leitungsvermögen gesteigert
" " feste Körper " " " " elektr. Rückstandsbildung "
Ist da kein Zusammenhang?

Ist ein principieller Unterschied zwischen metallischer oder elektrolytischer 87
Leitung und der Leitung im Dielektricis? 87

Untersuchung der Zerstäubung von geladenen Körpern durch ultraviolettes Licht und voraussichtlich auch Röntgen Strahlen.
~~Versuch~~ Berechnung der Größe der Theilchen aus wägbarer Menge und übergeführter Electricitätsmenge.
Directer Strom infolge Thomson-Effect durch Drehung eines unglaublich fein gewärmten Leiters.

Ist nicht der Unterschied zwischen + und − el. Ladung in Geissler R. großentheils erklärbar durch Druckdifferenz der Luft analog wie Strömungs-Ströme in engen Röhren? Gibt es elektrische Endosmose bei Gasen?! Wird sich schwer nachweisen lassen, die inverse Wirkung: Strömungsströme dagegen sehr leicht! Messung!

Wenn magnetischer Kreisprozess nicht zwischen $H = +a$ und $-a$ sondern zwischen $b+a$ und $b-a$ durchgeführt wird ~~wird~~ bleiben bei Wiederholung die Curven dieselben? Wenn ja, entspricht jedem Punkte im magnetischen Diagramm ein Paar von Curven, eine für aufsteigende, die ~~eine~~ zweite ~~andere~~ für abnehmende Magnetisirung (nothwendigerweise?).
Momentaner magnetischer Zustand und äußeres Feld somit ausdrückbar durch die 2 Parameter der Curvenschaaren.
Hakenstein ist nur annähernd richtig, weil außerdem von Zeit abhängige langsame Änderung. Messung desselben! Abhängigkeit von der Änderungsgeschw. von H!

Mathematische Darstellung der Hypothese Jäger: Molec.-Flüssigkeitstropfen Elasticitätskräfte des Stoßes würden ersetzt durch Capillaritätskräfte; diese wieder durch innere Attraction? Was würde die Schwingungsdauer dieser Tröpfchen sein? [Desbezüglich siehe auch: L. Rayleigh Proc. Roy. Soc. 1896 75 79]

Werden Schallschwingungen in Gasen bei hinreichender Verdünnung aperiodisch infolge innerer Reibung? Oder wie die Körper?

Electrisirung von Dielectricis analog L. Kelvin's Versuche über Electr. der Luft.

Ded. erst. Unterschied zwischen + und − Pol in Geissler Röhren beruht auf innerem Druckunterschied der Luft

---

Schwingungen von Membranen (resp. Platten) in ~~der~~ ihrer Ebene

---

Kugelförmige Membran (Platte)

Erfordert die Selbstelectrisirung Erklärung durch Molecularwirkung?

Elektrische Theorie der Gase, der Körper möglich? So wie kinetische Lichttheorie durch elektromagn. ersetzt wird.

~~Die Bewegung~~ Wie viele Punkte eines elastischen homogenen Körpers müssen der Grösse und Richtung ihrer Bewegung nach gegeben sein, um die Bewegung an einer Stelle zu definiren? (Verallgemeinerungen nicht unmöglich klar!)

1). für ~~der Körper~~ Punkte: 1 willk.

2). ~~Strecken (Abstände)~~ 2 willk. starre 2 willk + 1 starre Bedingungsgleichung

3). ~~Flächenstücke~~

Blos mit Rücksicht auf Richtungsgrößen

D). ~~Anzahl der Freiheitsgrade der~~ (Elementargebilde)

1). Punkt 1 willk. Vector eines Punktes definirt durch das $\alpha\beta\gamma$

2). Linie 2 " " 2er " welche auf derselben gleiten, definirt durch fortschr. Bewegg $\alpha\beta$

drehende " ξ

3). Fläche 3 willk. Punkte; ~~fortschr. Bewegg.~~ $\omega = \alpha i + \beta j + \gamma k$

drehende $\xi\eta$ $\xi = \xi_1 i + \xi_2 j + \xi_3 k$

4). Körpergestalt 4 willk. Punkte, drehende $\xi\eta\zeta$?

das 12 gyd. Syst. ergibt nur 9, wenn Gleichung dazwischen

Starre Gebilde

1). Punkt 1 willk. Punkt Vector

I. Wenn Punkte auf Linien etc. gleitend gedacht werden; somit blos Bestimmung der Richtungsgrößen

Bewegung kann dargestellt werden

Maximal beliebige Punktbewegungen

(Wenn Anfangsbedingungen ergibt

1). Punkt.	1 beliebt. Punkt	Minimale zur Bestimmung nöthige Translation (nöthige Bewegung) 1. ~~Punkt~~ $\alpha\beta\gamma$
2). Linie	2 " "	1 Translation in der kürzesten Entfernung zweier folgender windschiefer Geraden α a
3). Fläche	3 " "	1 Drehung um diese Entfernung als Axe ξ_1 1 Drehung um einen Punkt $\times$
		1 Drehung um eine Axe in ihrer Ebene αa ξ_1

Starre Schilde (begrenzte)

1). Punkt	1 bel. Punkt	1 Transl. a α β
2). Strecke	2 Punkte mit 1 Bedingungsgl.	2 Transl. a b α 1 Drehung ξ x
3). Flächenstück	3 Punkte mit 3 "	1 Transl. 2 Drehungen
4). Körperstück	4 " " 6 "	"

daher gibt es Kraftsysteme die den Körper in Ruhe lassen obwohl Kräfte ≠ 0 sind

Elastische Schilde

1). Punkt	1 bel. Punkt	1 Transl.
2). Strecke	2 " "	2 Transl. 1 Drehung 1 Dehnung
3). Flächenstück	3 bel. Punkte	1 Transl. 2 Drehungen 2 Dehnungen 1 Scherung
4). Körperstück	4 bel. Punkte	1 Transl. 2 Drehungen 3 Dehnungen 3 Scherungen

Damit also z.B. ein elast. Körper in Ruhe bleibt sind 12 Bedingungsgleichungen zwischen den 4 wirkenden Kräften nöthig (im allgem.) einzeln daher diese vollständig bestimmt; müssen ≠ 0 sein

ein Elementartetraeder eines ~~ein Theilchen eines~~

Spezialfälle: Compress. = 0 Fordierbarkeit = ∞ . . Flüssigkeit

Compress = 0 Fordierbarkeit = 0 starre Körper

Compress = ∞ Fordierbarkeit = Körper in welchen durch elektr. Strom Wärme erzeugt wird

Wärmefluss kann unter Umständen Null sein

nämlich wenn $\frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial u}{\partial y}\right) \gtrless \frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial u}{\partial x}\right)$

also wenn $\frac{\partial k}{\partial x} \gtrless \frac{\partial k}{\partial y}$

Wenn man eine Lösung von $\Delta^2 V = 0$ in zweidimensionalen Gebilden weiss, kann man nicht daraus eine solche für Rotationskörper ableiten?

Kann die Transformation von Schwarz (conf. f. 77 Thomson) nicht auf Curven-Polygone mit so viel Seiten ausgedehnt werden?

Potenzreihen, geordnet nach: $x^m \quad x^{\frac{m}{2}} \quad x^{\frac{m}{3}} \quad x^{\frac{m}{4}} \ldots$

und Fourier's Reihen nach: $\varphi \quad \varphi_2 \quad \varphi_3 \quad \varphi_4 \ldots$!

Kann man eine Formel aufstellen, welche die ponderomot. Kräfte in einem stromdurchflossenen Leiter ergibt, ohne vorherige Berechnung der Ströme voraussetzen?

Ist es nachgewiesen, dass irgendwelche Körper (jedenfalls nur Dielektrika nicht) eine Volumdichte der elektr. Ladung annehmen können? ~~Zweifle~~

Es scheint, dass Gase sich nicht laden lassen (?), beruht das auf ihrer Nichtleitbarkeit für schwache Potentialdifferenzen (?); auch umgekehrt. ?
Das ist mit anderen Dielektrika?

Untersuchung folgenden Falles:

Electrische Flächenladung entsteht im electr. Felde an der Grenzfläche eines Conductors gegen Isolator; offenbar auch wenn letzterer nicht vollkommen isolirend, so lange bis Ausgleich stattfindet. Somit auch bei plötzlicher Feld-Änderung an jeder Grenzfläche von Conductoren mit verschiedener Leitungsfähigkeit, somit auch im Inneren von Conductoren mit continuirlich wechselnder Leitungsfähigkeit.

An der Grenzfläche zweier Körper zB. Dielectrica (nicht vollkommen) lasse man eine solche Ladung entstehen; wenn diese nun in einander diffundiren, was geschieht? Einfluss auf Capacität? Umkehrung??

Princip zur Erklärung von Linienspectren etc..

Es ist nicht nöthig anzunehmen, dass ~~ein~~ jedes Molec. resp. Atom an sich nur die betreffenden ~~Schw~~ Wellenlängen aussenden kann. Viel wahrscheinlicher dass allerlei Schwingungen stattfinden, dass aber bei genügender Freiheit und Zeitdauer zur Ausbildung dieser Erscheinung eine gegenseitige Einwirkung benachbarter Molec. aufeinander stattfindet so dass nur gewisse verwandte Arten durch Resonanz verstärkt werden, also gegenseitige Fluorescenz (Ab-Em.) im Inneren des strahlend. Körpers. Analogie: ~~Uhren~~ Pendeluhren welche nur geringe Unterschiede im Gang haben, werden genau synchron wenn neben einander gestellt. Ebenso Stoll.

J. J. Thomson zeigt dass ~~Ak~~ electrostatische Schwingungen auf einer gut leitenden Kugel sehr rasch gedämpft werden; was wenn Kugel außerdem

translatorische Vibrationen ausführt (dem Pendel in einfachen Verhältnis)?

90

Berechnung der Eigenschaften ~~und~~ des Feldes etc. erzeugt durch α). eine im Kreise bewegte geladene Kugel β). Vibrationen desselben γ). ein entgegengesetzt geladenes Kugelpaar, rotirend um Mittelpunkt. Wäre letzteres nicht verwendbar als Grundlage zur Theorie des Magnetismus ~~anstatt~~ der Ampère'schen Molecularströme. Der letzteren müsste Energie ~~durch Zeitung~~ verbraucht werden (da Strom Verwirklichung von E. voraussetzt). Bei ersteren durch ~~V~~ Erzeugung von electr. Wellen. Könnte diese nicht als (Wärme)Strahlung interpretirt werden? (Deutung der P. Eben)

Die Maxwell'schen Gleichungen enthalten H; da aber unipolarer Magnetismus nicht ~~nicht~~ bestehen kann ist die Einführung einer Kraft welche ~~auf~~ durch Einheitspole definiert ist, irrationell. Kann dafür etwas besseres substituirt werden? Am besten H eliminieren und blos E, K, μ behalten; dann erst mit diesen electrischen Gleichungen eine ~~eine~~ Theorie des Magn. aufstellen?

W. Thomson behauptet, die kinet. Energie von ~~electrischen~~ Bewegungen electrischer Ströme müsste mit der Zeit in rein vibratorische übergehen; bezweifle dies; Rechnung!

Temperatureinfluss auf μ der schwach magnetischen Körper.

Haben magnetische etc. Kräfte keinerlei Einfluss auf Spectrum (D. von Geitler R.)

Wenn es wahren Magnetismus gibt, so müsste ein magnetischer Convectionsstrom herstellbar sein, welcher electrost. Felt erzeugen müsste.

Röntgen'scher und Rowland'scher Versuch mit electr., rotirenden Platten: Rotationsebene parallel zu Inclinationsrichtung; denn die ~~Ha~~ isolirenden Trennungsstücke in den Platten nicht nöthig.

Unipolare Induction: Was wenn Magnet ersetzt durch Solenoid mit Eisen oder Kupferkern, verschiedene Art von P. Rotation.

Die ponderomotorischen electromagn. etc. Kräfte sind genau geprüft nur für statische Zustände; sind ~~sie genau~~ die Formeln genau richtig für gegenseitige und sonstige Bewegung?

Übertragung der Behandlungsweise ~~von~~ mittelst Kraft- und Inductions-Linien etc. auf Wärmeströmung! An Grenze zweier Körper; gibt es coel.-? Thermoelectr.?

Energie Princip ist nur Scalar Gleichg; Entropie-Princip ebenfalls?

Was ist wahre Dimension von T; warum wird es mit lebendiger Kraft (der transl. Bewg.) identificirt?

Gibt es Wärme-Fluorescenz?

Ein Theil der Abweichungen von der Van der Waals'schen ~~Gleichung~~ Formel kann durch Einfluss des Körpers erklärt werden, in welchem das intermolec. Gas sich befindet; bisher immer Glas, wie vom Blei etc.?

Einfluss von Staub auf Entladung, besonders in Geissler's Röhren

---

Ist Coppolari'sche Constante vom Druck unabhängig??

Probleme aus Elastizitätslehre etc.; auf äussere Oberfläche mögen wirken

1). ~~Zug~~ Drucke in der Richtung der Normalen

2). Scherungen senkrecht darauf (ist jede flächenhafte Kraft darauf zurückführbar)

3). Torsionende Kräfte (Normale als Torsionsachse)

ist 3). realisirbar?

Beliebiger Körper; in welchem Punkt ist Trägheitsmoment am geringsten, und von welche Axe?

Thomson's Idee: Für Suspensionen welche geringe Torsion im Verhältniss zur Tragkraft erfordern ~~welches Ding~~ ist Kreisquerschnitt ungünstig; welcher ist der bestere?

Analogie zwischen Magnetismus und Elasticität: Ewing erklärt die Remanenz und Hysteresis ohne Reibungskräfte etc.; wie würde sich eine dementsprechende Erklärung von elastischer Nachwirkung gestalten?

Einführung polarer und sphärischer Coordinaten in Hydrod. Gleichungen

Energieströmung = $\mathfrak{P}$ ~~(Arbeit in Zeiteinheit = $\mathfrak{S}$)~~

gründet sich darauf dass keine Energie verschwinden kann.

Gegeben: Zu- oder Abnahme der scalaren Energie (in jedem Volumelement als $f(t)$)

$$\operatorname{div} \mathfrak{P} = -\frac{dE}{dt} = \begin{matrix} l^2 m t^{-3} \\ l^{-1} m t^{-3} \end{matrix} \qquad \mathfrak{P} = m l^3 t^{-3}$$

$$d\mathfrak{P} = m l^0 t^{-3}$$

Es gibt noch keine eindeutige sondern 00 vieldeutige Lösung, weil über curl $\mathfrak{P}$ nichts ~~ausg~~ ausgesagt wird. Somit:

$$E = \int \mathfrak{P}\, dl\, dy\, dz$$

$$\mathfrak{P} = \nabla \frac{1}{4\pi} \int \frac{dE}{dt} \frac{dv}{r} + \operatorname{curl} \mathfrak{A}$$

Vectorpotential

Spezieller Fall: Wärmeleitung

Einstweilen soll auch noch unbestimmt!

$$\frac{dE}{dt} = c\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial}{\partial x}\left(k_1 \frac{\partial \theta}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k_2 \frac{\partial \theta}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k_3 \frac{\partial \theta}{\partial z}\right)$$

bei $k_1 = k_2 = k_3 = \text{const}$

$$= \operatorname{div}[k \nabla \theta] = k \nabla^2 \theta \; (?)$$

Wenn zB. $\frac{d\theta}{dt} = f(t) = 0$ so hat man Lösung

$$\mathfrak{P} = \nabla \mathfrak{A} + \operatorname{curl} \mathfrak{A}$$

$= k \nabla \theta =$

wobei $\mathfrak{A}$ eine Lösung der Gleichung sein muss: $\nabla^2 \mathfrak{A} = 0$; $\mathfrak{A}$ aber unbestimmt ist

wenn man k als Scalar auffasst, dann ist die übliche Annahme $\operatorname{curl} \mathfrak{A} = 0$ berechtigt; nicht immer aber wenn k ein Vector ist! Desebrogen dagegen ist:

$$\operatorname{curl} k \cdot \nabla\theta + \cancel{k \operatorname{curl} \nabla\theta} = \cancel{\operatorname{curl} \nabla \mathfrak{A}} + \operatorname{curl}^2 \mathfrak{A} = (\nabla \operatorname{div} \mathfrak{A}) - \nabla^2 \mathfrak{A}$$

$$\mathfrak{A} = \frac{1}{4\pi} \int \operatorname{curl} k \cdot \frac{\nabla\theta}{r}\, dv$$

$$\mathfrak{S} = \frac{1}{4\pi}\frac{d}{dt}\int \nabla E \frac{dv}{r} + \operatorname{curl} \mathfrak{A}$$

$$\frac{d}{dt}\iiint_{-\infty}^{+\infty} E\,dv = \iiint \operatorname{div} \mathfrak{S}\,dv = 0$$

I Wenn blos kinetische Energie merklich ist

$\mathfrak{S}_1 = \rho \frac{v^2}{2} \cdot v$ (v constant) = convective Energiefluss

Bsp. Ein Körper bewege sich von A nach B

Dann ist durch ~~jeden~~ einen beliebigen Querschnitt zwischen A und B

die Energiemenge $E = \int \operatorname{div} \mathfrak{S}\,dt = \int \frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial x}\,dt\,dy\,dz$ hindurchgegangen

~~Angenommen dass~~

$\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial x}$ hat nur an der Oberfläche des Körpers einen von 0 verschiedenen Wert

$$\int \frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial x}\,dt\,dy\,dz = \int \frac{1}{v}\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial x}\,dx\,dy\,dz$$

$$\cancel{\int_1 \frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial x}\,dx = \frac{\rho v^3}{2}} \qquad \left.\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial x}\right|_1 = \frac{\mathfrak{S}_e - \mathfrak{S}_1}{\delta x} \qquad \int \mathfrak{S}_1\,dt = \cdots$$

II Bei Flüssigkeiten an Stellen wo keine äusseren Kräfte wirken kommt

dazu = Druck Energiefluss:

$\mathfrak{S}_2 = p\,v$ | Wenn $v = \frac{x}{T}$

$= l\,t^{-2}\,\frac{l}{t}$

$$\int \mathfrak{S}_2\,dt\,dy\,dz = \int p_2 \frac{x}{T}\,dt \cdot dy\,dz =$$

$$= p_2 f x = p_2 \times \text{Vol.}$$

stimmt.

Wird nicht bei Schwingungen sehr dünner Membranen fester Körper die Capillaritätsconstante derselben von Einfluss sein und sich berechnen lassen?

Lässt sich Capillarität nicht ausnützen für Gase welche dem kritischen Punkte sehr nahe sind?

Dringt nicht bei fluorescirenden Körpern Bestrahlung mit Fluorescenz erregenden Strahlen eine Temperaturerniedrigung hervor, wenigstens bei Körpern welche der Stokes'schen Regel folgen?

Wärmefluorescenz!

Polarisation der Ausstrahlung magnetischer Körper nachzuweisen bei schwach rothglühendem Eisen (cca 700°)

Nach Ewing's molecularer Theorie des Magnetismus muss auch die Geschwindigkeit mit welcher der Zuwachs der magnetisirenden Kraft erfolgt, auf die ~~zus~~ dissipirte Energiemenge von Einfluss sein, insbesondere wenn $\frac{dH}{dt}$ so ~~wach~~ gross, dass die lebendige Kraft der Drehung der Moleküle in Betracht kommt. Schätzung der Grösse der magnet. Moleküle? (⊕ Atome?

Untersuchungen über torsions-Elastic. – Nachwirkung analog magnet. Kreislauf! Im Allgemeinen dürften ~~auch~~ Körper auch Volums Nachwirkung zeigen, ausgenommen ~~isotrope~~ Krystalle ~~des cubischen Systems~~ der symmetrischen Systeme.

Ist Wärmeausdehnung fester Körper ein umkehrbarer Vorgang? Glaube nicht. Es muss auch eine thermische Nachwirkung geben.

Der Hauptunterschied zwischen reibenden und reibungslosen Flüssigkeiten (falls μ nicht sehr groß ist) besteht in den Grenzbedingungen. Wie würde Hydrodynamik unter Annahme des Haftens an den Grenzen fester Körper zu entwickeln sein?

93

Läßt sich Elastizität erklären durch die Annahme $\oplus$ Atome?

Die Vorgänge in conservativen Systemen sind im Allgemeinen nicht umkehrbar falls das System mehrere Gleichgewichtslagen besitzt (Liebe Erdings Theorie). Ausführlichere Entwicklung!

Hydrodynamik für Systeme aus mehreren Flüssigkeiten, insbesondere unter Berücksichtigung der Reibung. [vd. Luft-Wasser (Wind Wellen)]

In some examples of hydrodyn. of viscous fluids the stream lines are independent of μ; is that a general law? In which cases?

A general ~~the~~ theory of Resonanz-phenomena! ~~Wh~~ In which cases are produced similar motions by motion of one of similar bodies?

If we form a closed circuit consisting of ~~Hgcu~~

Pb — Fe
\ Hg /

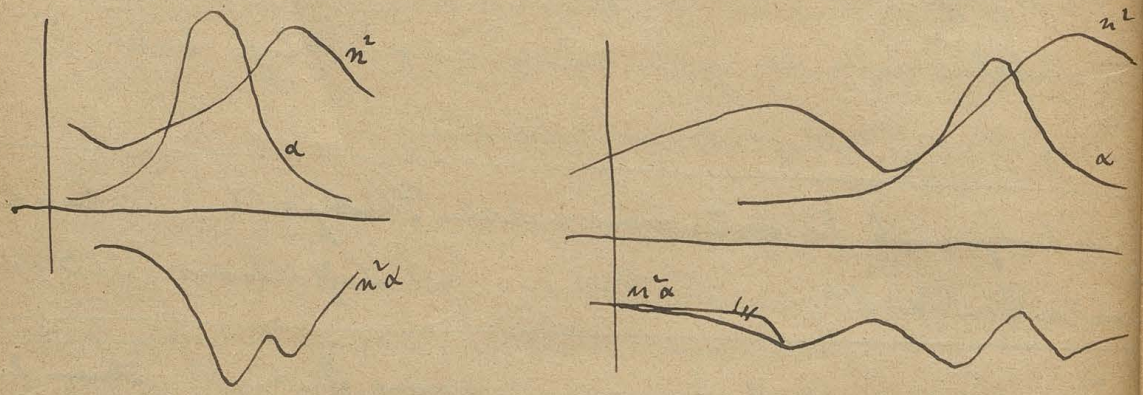
the Pb is being dissolved in Hg but not the Fe; will there be produced a current?

Have flames magnetic effects?

Are there fluorescent gases? Vapours?
Are liquids not made fluorescent when current is passing through them?

Electric Oscillations produced by mechanical oscillations of charged spheres and vice versa.

Können Spektrallinien ~~ab~~ wenn doppelt und dreifach, nicht aus der Fundamentalgleichung erklärt werden: $\eta \sim e \alpha n^2$



Dies würde nur die Annahme der einfachen Absorptionsstreifen erfordern

---

Eine Frage of Temperatur Steigerung ausreicht um Spektrallinien zu zeigen: Platinumrohr erhitzt durch Strom oder Löthrohr auf Verschiedene Metall- und Gase durchgeleitet.

Durchscheinend dünne Metallplättchen erhitzt durch Strom; Emissionsspectrum! & Absorptionsspectrum!

Decquerel'sche Uranium-Strahlen können ihren Ursprung haben nur in einer Fluorescenz erregt durch gewöhnliche Wärmestrahlung?

Wenn das so ist muss:

1). Das Wärmespectrum in gewissen Theilen viel schwächer sein als das eines schwarzen Körpers

2). Bei Abkühlung des Ur und der umhüllenden Körper müsste die Fluorescenz durch Abschwächung der Wärmestrahlung verschwinden.

Kann man die im Strome in ~~stetig~~ Wärme umgesetzte Arbeit nicht auffassen als hervorgebracht durch Reibung der Molecüle wenn sie ~~sich~~ Kräften ~~unterfolgen~~ ~~dann so~~ welche nicht vielleicht enthält sind. Was würde daraus für ponderomotorische Kraft folgen?

Unterbrechbarkeit von Bandenspectren!

Unterbrechbarkeit von Spectrallinien

Schicht von Dicke x, Temperatur θ ~~ist~~ emittirt:

$$\eta \int_0^x e^{-\alpha x}\, dx = \frac{\eta}{\alpha}\left[1 - e^{-\alpha x}\right] = \varepsilon_\theta \left[1 - e^{-\alpha_\theta x}\right]$$

wo ε_θ = Emission eines schwarzen Körpers

Sie absorbirt von der dahinter ausstrahlenden Menge $\varepsilon_{\theta'}$ eines schwarzen Körpes von ~~höherer~~ anderer Temperatur θ' eine Quantität $\varepsilon^{-\alpha_{\theta'} x}\, \varepsilon_{\theta'}$ und lässt $\varepsilon_{\theta'}(1 - \varepsilon^{-\alpha_{\theta'} x})$ durch; die ~~Linie~~ Stelle wird somit relativ

dunkler erscheinen sobald $\varepsilon_{\theta'} > \varepsilon_\theta$ d. h. sobald die Temperatur des continuirlich strahlenden rückwärtigen Körpers höher ist.
(Kleine Correction von Clausius)

Wenn also thatsächlich in einem Spectrum Linien von verschiedener Unterbrechbarkeit vorkommen, so müssen entweder:

1). die dieselben aussendenden Molecüle verschiedene Temperatur haben
oder
2). die ganze Betrachtungsweise unanwendbar sein, indem das eine Fluorescenz Erscheinung bildet.

Versuche mit Geisler Röhre und dahinter gehaltenem electrisch erhitztem Platinblech!

Folgt nicht aus Strahlungstheorie dass bei continuirlich variablem Brechungsindex auch eine Absorbirung stattfinden muss?

Einfluss der Gestalt der Electroden auf die Entladung in Geisler Röhren. Wie wirken Spitzen-Electroden? ~~Wie~~ Was ist der Einfluss der Drähte, Glimm Entladungen?

Glimm, Drähte; Spectrum?, in allen Gasen ein Stand?,
Das kommt auf Rechnung der Ozonisirung der Luft?

Ozonisirungs-Phosphorescenz Spectrum; ~~ohne~~ ist Ozonisirung erklärbar als Ist (nur umgekehrt) von Electrolyse? Wird dabei Electricität gebunden? Energie verbraucht? Schirmwirkung?

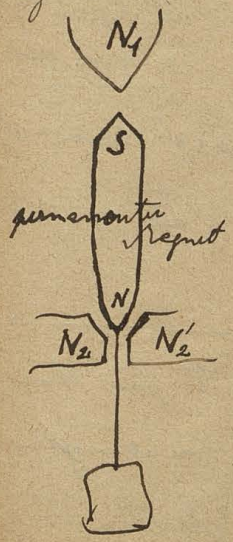
Einfluss von Röntgen Strahlen auf Ozonisirung im Siemens Apparat

---

Ist electrochemisches Äquivalent ganz unabhängig von Temperatur?

Dämpfungen im electrostatischen oder magnetischen Felde welche scheinbarer dielectrischer oder mag. Nachwirkung zugeschrieben würden, müssen infolge der elastischen Nachwirkung der mechanischen Kräfte entstehen!

Magnetische Aufhängung frei im Raume



Diese Form ist stabil, wenn $N_1 = N_2 + N_2'$ und $S = N$.

Anwendung: anstatt isolirender Stützen (z.B. bei Experimenten über Dampfelectrolyse etc.)

Bei genauer Ausführung ~~und~~ als torsionsfreie Suspension. Galdiste.

Dampfelectrolyse bei Stromdurchgang infolge Röntgenstrahlen.

Gegen Einatomigkeit von Hg Dampf spricht: dessen Spectrum welches aus 2 Serien zusammengesetzt ist, dessen electr. Leitungsfähigkeit bei höherer Temper. Im Schlusse Aus kinetischen Gastheorie ist falsch. Selbst wenn Boltzmann-Stefans Rechnung richtig ist, folgt aus dem Verhältnis $\frac{c}{c} = 1.66$ nur dass das Molecül in Bezug auf ~~alle drei~~ drei Axen gleich gestaltet ist!

Ponderomotive Forces acting on bodies moving in a electrost. field. ~~Conductors~~ Waste of energy in conductors; how great is the effect? The attraction of two electrified spheres must depend on the motion which they have already.

Waste of energy by elastic deficiency (after effects) | Analogon to Faraday's disc!

~~Ver~~ Can electrolysis not be considered as a special case of electric diffusion? See also Bullet. Soc. France d. Ch. III p. 233 on basic and acid colours.

Die Versuche an gewöhnlichen amorphen Körpern sind für die Theorie der Elastizität wertlos, da sie aus einem inhomogenen Gemische von Krystallen bestehen. Die gesundenen Elastizitätswerte

hängen ab von der Elasticität der Krystalle selbst und der Reibung zwischen den Grenzflächen derselben. Je größer letztere desto vollkommener elastisch ist der Körper und desto geringer werden die permanenten Deflectionen sein. Haben Krystalle elastische Nachwirkung?

Nachmachung von Hysteresis etc. in fest zusammengepackten Eisenfilen.

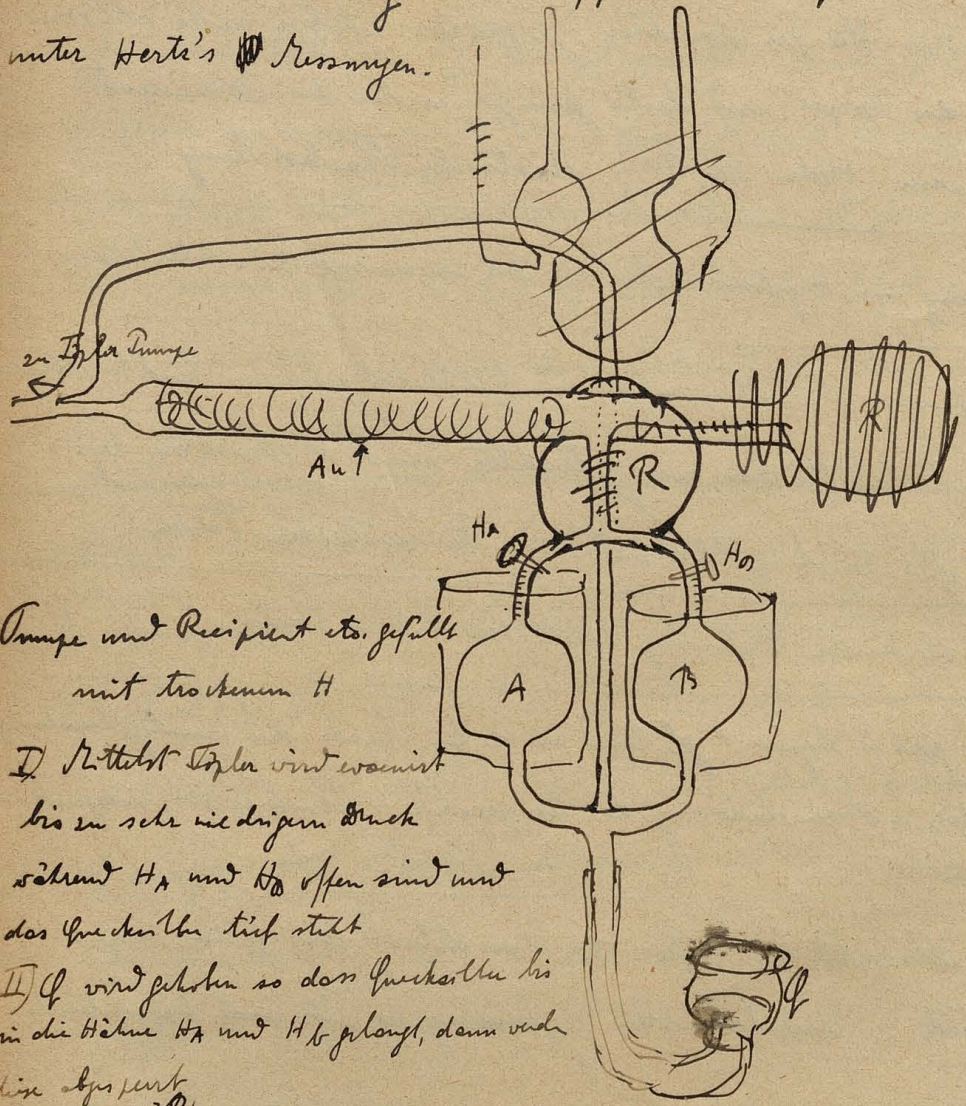
Das durch dünne Metallmembranen hindurchgehende Licht, ebenso wie das von Metallflächen ausgestrahlte, muss – ebenso wie das schon bekannt reflectirte – elliptisch polarisirt sein. Für verschiedene Farben!

Gibt es keine electrische Drehung der Polarisationsebene?

Wenn Eisen gerade beginnt glühend zu werden, muss dies (analog Zeeman) gesteigert werden – ohne Änderung der Temperatur – wenn es im magnet. Felde ist.

Werden die Absorptionsstreifen von Eisenchlorid Lösung im magnet. Felde verbreitert? Eisenlamellen? Messung der Abs. ~~mit~~ bolometrisch.

Methode zur Messung des Dampfdruckes des Quecksilbers bis weit unter Hertz's Messungen.



Pumpe und Recipient etc. gefüllt mit trockenem H

I) Mittelst Töpler wird evacuirt bis zu sehr niedrigem Druck während H_A und H_B offen sind und das Quecksilber tief steht

II) Q wird gehoben so dass Quecksilber bis in die Röhre H_A und H_B gelangt, dann werden diese abgesperrt

Nun wird A auf +20°, B auf −30° gebracht

III). Dann werden H_A und H_B geöffnet und das Quecksilber herunterglassen (jetzt bei gleicher Temperatur) beide geschlossen und wieder comprimirt bis ~~Druck~~ Druckdifferenz gegen Steigerhöhe messbar wird; Es seien dann in A p_A mm H in B p_B bei p_s Druck

So wird der Druck ~~ist~~ derselbe sein als es das Gefäß A, B erfüllt

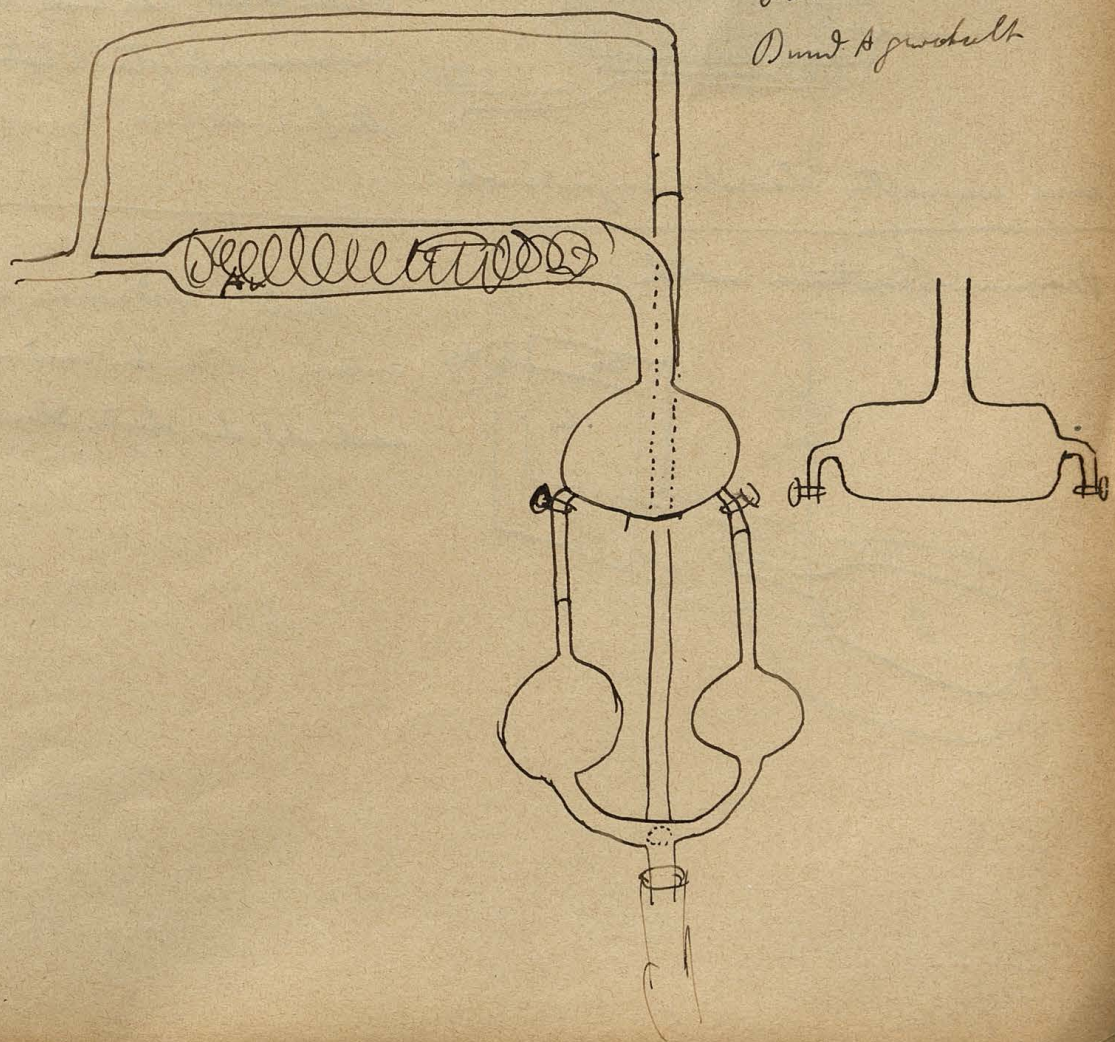
$$= \frac{\mu_A \cdot p_s}{v_A} \quad \Big\| \quad = \frac{\mu_B \, p_s}{v_B}$$

die Differenz dieser Drucke gibt sofort auch die Differenz der Dampfdrucke des Hg bei +20° und −30°!

Dabei also am besten wenn der Druck in R beide gleich ist p_{20}

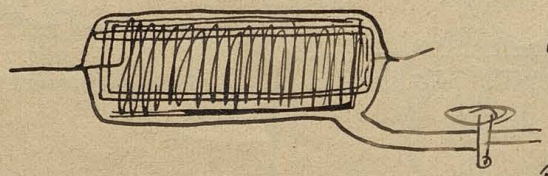
(aber ja nicht kleiner!)

Dann wird natürlich B und A gewechselt



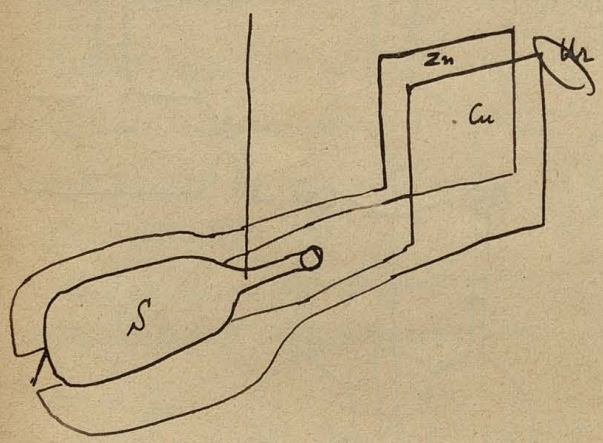
Benutzung des Argons als einatomigen Gases zu Versuchen über kinetische Gastheorie, besonders Temperaturcoefficient der Wärmeleitung.

Messung der Intensität von Röntgen- und eventuell auch Uranstrahlen auf bolometrischem Wege. Gewöhnliches Bolometer nicht anwendbar, weil zu ~~dann~~ wenig absorbirend und viel Luft leitend wird.



Einfaches Gitter aus sehr dünnem Platinstreifen ~~Platindraht~~, oder auch langer, zusammengelegter Platinblechstreifen (noch besser) innerhalb einer evacuirten Glasröhre eingeschmolzen.

Uranium-Perpetuum mobile:



Stäbchen S wird zwischen den beiden unteren Platten hin und hergeschoben nach Art des electr. Glockenspiels.

Ponty	Électricité	Mardi, Samedi	1½
Painlevé	Méc. ∫	" Vendredi	3
Königs	Cinématique	Mercredi	1½
Andoyer	Mouvem. de rotation	Jeudi	8½
Tisserand	Orbites	Lundi	8½
Poincaré	Électricité	Lundi, Jeudi	10½
Picard	Équ. diff. et alg.	Mardi, Samedi	10½
Pellat	Thermodyn.	Jeudi	4

$$I_1 = \int_0^1 f(\lambda)\, d\lambda \qquad I_2 = \int_\infty^1 f\left(\frac{1}{\tau}\right) d\tau$$

$$f(\lambda) = \lambda^{\alpha} \qquad \lambda = \frac{1}{\tau}$$

$$I_1 = \int_0^1 \lambda\, d\lambda = \frac{1}{2} \qquad I_2 = \int_\infty^1 \frac{1}{\tau}\, d\tau = -\infty$$

101

102

Atoms made up of ~~pt~~ - el.
- el. concentrated
+ consider space

atom = neg particle, inside a sphere of + electricity
volume of neg. part exceedingly small in comp. with
vol. of + el in which they are immersed (plum pudding)

neg. p. charge, velocity, mass } known

nearly nothing known about +
for ex. ? if sphere of + el. is incompressible
∴ 2 spheres of + el. mutually will vol = Σ vol ?
or ? infinitely compressible ?

Of importance for transformation of matter
Since material the same may be possible to get another atom in some manner

Various degrees of energy, of stability, always some tendency of change into another kind

Tendency in the Universe to extreme simplicity ? either splitting up or condensing tending
or " complexity
towards Universe = fluid

Calculations shows that either of these possibilities depends on the + el. being compressible or not.

If +el. incompressible: tending towards simplicity towards ~~[illegible]~~
great number of potential one element of simplest possible kind
which moves consisting of the gas

If +el. highly compressible, so that all spheres of diff atoms of same size
in this case the opposite way
aggregating in complex atoms
heavier elements increasing on expense of lighter

Radioact. subs. tend towards simplicity, seems in favour of Eder.

+ el. plays not very imp. part in question of matter

Experim. Evidence of – corpuscles

- Kathode Tube, phosphorescence, shadow, straight lines, magnet defl., el. defl.

2 theories: waves / particles

Perrin: carry neg. el. but not yet conclusive (could be accelerated)

But experim. at mag. defl. of phosphor and also of neg. charge

Hertz against: rays could get through thin metal plates (Au leaves)

Lenard Al leaves

overestimation of impenetrability of matter

But these particles are not ordinary matter atoms but much smaller

el. field

$$s = a\frac{t^2}{2} = \frac{Xe}{2m}\frac{l^2}{v^2}$$

adjust mag. field ⊥ so that balanced fr.

$$Hev = Xe$$

$$v = \frac{X}{H} \qquad \frac{e}{m} = \text{---}$$

enormous velocity $v = 10^9$

$$\frac{e}{m} = 10^7$$

el. lyzis H $\frac{e}{m} = 10^{11}$

supp. rather small value of m, otherwise energy stupendous

Exact:
condensing cloud in satur. vapor, could disc

if few particles, one drop around each, each charged by e

Simplest method H.A. Wilson?

velocity of falling dep. on viscosity

top of cloud sinks uniformly, velocity measurable

size of drop can be got out of it

~~if weight~~

If + body put over it, the field will act in reverse direction

By adjusting as to balance: eX = weight of drop

so can be calculated e

Thus we find e the same as for H Ion ∴ their mass = $\frac{1}{1000}$ that of H

Not depending on nature of gas & electrodes

Moreover hot wire, UVlo, ∴ not esp to X rays, radioactive subst, give off the same particles

(Probably every subst., even at ord. temperature)

(But in extremely gas otherwise sticking on at gas molecules!)

The same method with + (Kendrick, Rading hot wire) but there no constancy mass comparable with cathodegs atoms, depending on nature of subst used

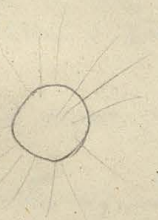
$\frac{e}{m} = 1{\cdot}6 \cdot 10^{7}$ (e.m.)

$e = 10^{-20}$ (em) $= 3 \cdot 10^{-10}$ (est)

Faraday tubes

Φ area = const. = 4π density × area (quantity)

If area chosen so that unit of quantity is enclosed on surface, then every d. origin of 1 tube

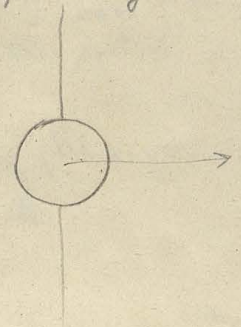


sphere, radial system of tubes uniformly distributed

as long as particle at rest or slowly moving (in comp. to light)

if rapidly moving then a charge

Supp. moving with const. velocity (comparable with c)



crowd up so as to place them ⊥ to direction

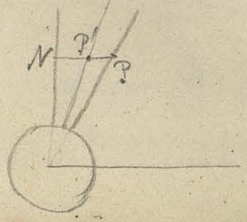
like elongated cylinders moving through liquid

(pole, attached by string in water ⊥)

(leaves falling through air)

If not the Faraday tubes like rods without mutual action, the slowest motion would cause them to ~~account~~ condense in the equatorial plane. But they repel each other, so they get only somewhat denser in equat.

Very simple law:



plane through tube and direction of motion (meridian)

P will go to P'

$$\frac{NP'}{NP} = \frac{\sqrt{V^2 - w^2}}{V} = \sqrt{1 - \left(\frac{w}{V}\right)^2}$$

V = vel of light
w = vel of sphere

remain radial

[Lorentz & Fitzgerald's theory : dimensions in direction of motion diminished just this compression $\frac{\sqrt{V^2-w^2}}{V}$]

tube sheared towards equ. plane

Force in equ. direct. regions exerted greater than at rest

(Not altered in a direction very approx. indep. of velocity)

Cases under case $w=V$: all go right in to the equat. plane

in equat. as density of tubes = infin. force and no force anywhere else.

Appreciable effects only when nearly approach vel. of light

for cathode rays very small ($w=10^9$) $\sqrt{1-\frac{1}{1000}}$

but radium up to with 5% to vel. of light

Faraday tub. in motion prod. magn. force ⊥ direction of motion

⊥ ~~the~~ of tube $f = \frac{1}{c} V \xi$ in

lines of force circles round dir. of m.

4π. magnitude ~~pro~~ to component vel. ⊥ to its length

<u>As long as distribution not disturbed</u>:

charge e : $4\pi \frac{e}{4\pi r^2} w \sin\theta = \frac{e w \sin\theta}{r^2}$ = magn. force

---

Energy per unit vol. : $\frac{\mu H^2}{8\pi} = \frac{\mu e^2 w^2 \sin^2\theta}{8\pi r^4}$ ∴

$$\Sigma = \frac{\mu e^2 w^2}{3 a}$$ a = radius of sphere

kinet. energy $\frac{1}{2} m \omega^2$

+ el. m. energy: $+ \frac{1}{3} \mu \frac{e^2 \omega^2}{a}$ = ~~[illegible]~~

$= \frac{1}{2}\left(m + \frac{2}{3}\frac{e^2\mu}{a}\right)\omega^2$

then: $m = \frac{2}{3}\frac{e^2}{a}$; $a = \frac{2}{3} e \frac{e}{m} = \frac{2}{3} 10^{-20} 10^{7} = \frac{2}{3} 10^{-13}$

mass has been increased by charge

especially by extremely small particles

Probably the whole mass only el. m.

Distribution of mass quite different of ordinary ; energy outside ; mass outside

Analogous : Sphere in water, moving, as if mass increased by $\frac{1}{2}$ m. of water displaced ~~[illegible]~~

Cylinder increase dep. on direction of motion

$H = 4\pi N \omega \sin\theta$

Energy $\frac{\mu H^2}{8\pi} = 2\pi N^2 \mu \omega^2 \sin^2\theta = \frac{1}{2}\omega^2 (4\pi N^2)\sin^2\theta$

(cylinders)

as if tubes moving through ether carrying with the mass of ether lying along $4\pi N^2$

with the velocity $\perp$ $\omega \sin\theta$

practically concentration is greater the more the old one

But then it posses not only kinet. energy but also momentum

draw all the tubes & consider the resulting momentum

$= 4\pi N^2 \omega \sin^2\theta$

component all in the direction of motion

calculate it by the same rule ($4\pi N^2$) $\frac{2}{3}\frac{e^2}{a} N \mu$ ∴

~~[illegible]~~ just like ordinary mechanical momentum

mechanical : action & reaction mutual : momentum of isol. system constant

In electric system often apparently violated:

charged particle set in motion by electric wave

But if in the electric field there is momentum, then in the Hertzian wave there is ordinary mechanical momentum, it loses as much as the particle gains.

$4\pi N^2$ now set in motion per unit vol. with vel.

$4\pi N^2 v \sin\theta$ = momentum = prod. electric & magnetic force

$= 4\pi H . N v \sin\theta$ = ↗ ⊥ ↑ ⊥ ↗

in each part per unit vol. amount of mom

[In general case when el. f not ⊥ mf. then momentum per unit vol. = $V \mathcal{H} \mathcal{E}$]

Mom. depends then both on el. f & m. f; one alone does not give momentum!

Has been determined for light waves.

Here El f ⊥ H. f.

Momentum in the direction of light = $\mathcal{E} . \mathcal{H}$ = prop. to energy p. u. v.

as if stream of energy

If incident on absorbing medium; nothing comes out, mom. cannot be destroyed — conservation of mom

so give off to the medium, this produces a constant force

Even for absolutely transparent bodies such things must happen:

not in the same line

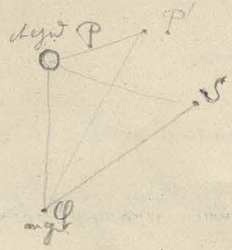
amount of mom the same but in ∥ :—

couple of force must originate

similarly with a prism etc.

Simplest case:

Single electrified point & single mag. pole



lines of momentum circles round Pφ

no resulting mo mentum but a moment of momentum

= prod. e m, not dep. on distance between

If approaching nothing happens

But if tangential direction P – P' : moment unaltered, but its direction changed

the same change could be represented by action of a couple: as if a certain force could act on the charged point

? what forces calculate? ordinary rule comes out f = ⊥ ...

Even whole system of laws on induction, interaction of charged points, magnets can be got out from this principle of constancy of mom.

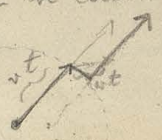
If velocities of particles not constant but varying

then radiation of energy must arise

F. ex. Moving uniformly and instantaneously got to rest, stopped

Electric field not much changed, but magnetic field.

F. Tubes like strings; impulse along these strings travelling along (with vel of light) as can be calcd. if taking them as ~~elastic~~ strings)



outside this ~~sphere~~ the tubes travel along as if nothing had happened

this transverse portion travels out with velocity V

thus a pulse of transverse electric force travelling outwards with vel. light

(sponge squeezing out the mag. f.)

Röntgen rays ↓ absorbs the whole energy and carries it out wards

a particle may be caught but its energy radiates out

In the shell travelling outwards: el. f. meridional

mag. f. circles round direction of motion

δ = pulse

$$H = \frac{e v \sin\theta}{r \delta}$$

not varying $\frac{1}{r^2}$ but $\frac{1}{r}$ very much smaller diminution with distance!

$$E = V \frac{e v \sin\theta}{r \delta}$$

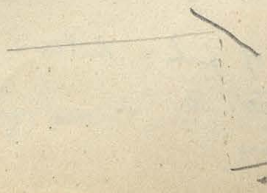
Mr. Barkla polarisation with Röt. r.

cathode particles striking on metal

do not stop at once otherwise great dependence on angle $\sin\theta$ & maxim. intensity ⊥ direction

kind of zigzag path inside the body, which will equalise the intensity in great part but still preponderance of ~~path~~ original direction

To observe secondary radiation produced by R.R. in ⊥ direction



→ el. force ∥ original

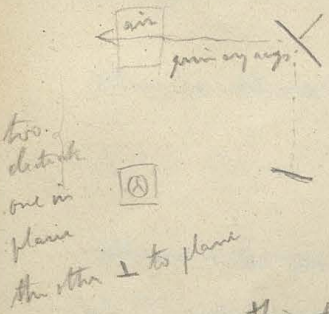
Tomory gas : ~~of~~ ions suddenly ~~thrown~~ jerked off in direction of ⟶ (∥ original motion)

electric force produced by them : meridional

{ ⊥ to meridional plane no resultant effect

in direction of ⟶ no effect (as of secondary radiation)

this variation was detected by Rankey



ionization less in the one than the other

change by moving the tube round direction of RR

This the strongest evidence for our views

Momentum produced by E, H

from in the pole = from outside ; so when the particle is stopped the whole momentum is = 0, nothing remains.

Energy : $\frac{\mu}{8\pi} \frac{e^2 v^2 \sin^2\theta}{\delta^2 r^2}$ area = $4\pi r^2$ amount of energy remains constant with travelling out

how much lost by radiation, depends on abruptness of stoppage, if instantaneously, the whole energy radiating outwards

if slower, less

If only altering the velocity ?

δ = Thickness of pole = distance the dot can travel over time of stopping

$\delta = V t'$

$H = \frac{e \sin\theta}{r} \frac{v}{Vt'}$ $\quad$ v = change of vel in the time t'

$H = \frac{e \sin\theta}{r} \frac{f}{V}$ $\quad$ f = acceleration $\quad$ [complication because t' is not known as prior]

this energy lost by the particle in ∞

continual diminution of energy in consequence of radiation

amount calculated by Poynting theorem for = $V \mathfrak{C} \mathfrak{J}$

$\therefore \frac{1}{3} \frac{e^2 f^2}{V}$ = ~~amount~~ rate of energy lost

kin. en. = $\frac{mv^2}{2}$

$$\delta\left(\frac{mv^2}{2}\right) + \frac{1}{3}\frac{e^2}{V}\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 \delta t = X e \delta \delta x$$

$$mv\frac{dv}{dt}\delta t + \frac{1}{3}\frac{e^2}{V}\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 \delta t = X e \delta \frac{dx}{dt}\delta t$$

$$= X e \delta v \delta t$$

when $v = 0$: $\frac{dv}{dt} = 0$

accel. begins by $v = 0$, it takes a definite time for getting a steady accel.

energy lost very much greater when pulls than

thus matter seems to lose continually energy on account of its variability of motion

acceleration must exist in consequence of acceleration ~~[illegible]~~ paths cannot be straight & uniform

---

Particle describing circular orbit

$$\frac{v^2}{a} = f = \text{accel.}$$

$$\frac{1}{3} \cdot \frac{e^2 v^4}{a^2 V} = \text{rate of losing energy}$$

$3 \frac{mv^2}{2} \frac{a^2 V}{e^2 v^4}$ = time for losing the whole energy provided the rate would remain constant

$= \frac{3}{2} \frac{m a^2 V}{e^2 v^2}$

How many revolutions?

$\tau = \frac{2a\pi}{v}$

$N = \frac{3}{4} \frac{maV}{e^2 v r}$ $\qquad \frac{m}{e} = 10^{-7} \qquad e = 10^{-20}$

$= \frac{3}{2} \, 10^{13} \frac{aV}{2\pi v} \qquad a = 10^{-8}$

$= \frac{3}{2} \cdot 10^{5} \frac{V}{2\pi v}$ if moving with velocity of the same order as light,

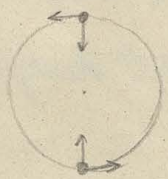
then number of revol. about 10^5 per sec.

Time about order

No permanence of motion

But this rate of diminishing very much smaller if several similarly arranged

Two particles

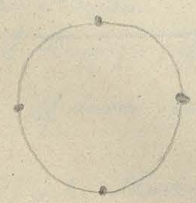


mgn. force away from one particle in opposite direction to the other.

In consequence of finite distance there remains a resulting force but small in compar. to

Rate of energy prop. product of mags & el. f.; Thus very much diminished

4 particles



still very much less

If quite closely following one another, then no radiation at all.

Energy radiated from each particle: unit: for one particle alone rotating

	$v = \frac{1}{10} V$	$v = \frac{1}{100} V$
$n = 1$	1	1
2	$9.6 \cdot 10^{-2}$	$9.6 \cdot 10^{-4}$
3	$4.6 \cdot 10^{-3}$	$4.6 \cdot 10^{-7}$
4	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-10}$
5	$5.6 \cdot 10^{-5}$	$5.6 \cdot 10^{-13}$
6	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$1.6 \cdot 10^{-17}$

Thus permanency is possible if number is increased.

[Essential point: centre of ~~gravity~~ figure does not move with greater number]

Two particles vibrating as a whole in — rapidly radiated away because their centre moving

But if moved in opposite directions no movement of centre, radiation very small

Probability greater if greater loss of energy, thus first type much more possible

$$\frac{v^2}{a} = f \overset{\text{supp.}}{\sim} \frac{1}{r^2} \qquad \frac{1}{3}\frac{v^4 e^2}{a^2 V} = \text{rat. of energy}$$

$$= \frac{1}{3}\frac{e^2 v^8}{V}$$

$$v^2 \sim \frac{1}{r}$$

Kin. energy $\sim v^2$

radiation prop. (kin. energy)^4 = θ^4 !!

If atom built up of corp.

Neg. corp. would repel each other, to hold them together we suppose + el. whose attraction counterbalancing

Suppose + el. uniformly distributed over sphere

Simplest kind: ~~the~~ 1 neg. corp.

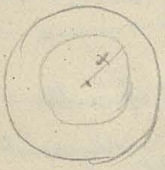
? Potential energy = Work required to pull the atom to pieces

Force $= \frac{e^2}{b^2} x$ Work $\int_0^b \frac{e^2}{b^2} x \, dx = \frac{e^2}{2b}$

outside the last layer $\frac{1}{x^2}$ || Whole Work $= \frac{3}{2}\frac{e^2}{b}$ || $\frac{1}{3}$ of it work inside, $\frac{2}{3}$ outside

the sphere + would burst & disperse

~~the~~ Work done by breaking up: layer by layer



$\frac{4}{3}\rho\pi x^3$ = quant. of el. left

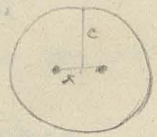
$4x^2\pi\, dx\, \rho$ = quant of el. in the shell ~~of shell~~

Work: $\int_0^b \frac{16}{3}\rho^2\pi^2 \frac{x^5\, dx}{x} = \frac{16}{15}\rho^2\pi^2 b^5 = \frac{3e^2}{5b}$

Whole potential energy: $\left(\frac{3}{2} - \frac{3}{5}\right)\frac{e^2}{b} = \frac{9}{10}\frac{e^2}{b}$

Supp. 2 atoms like this

Either each separately or both combined



Repulsion $= \frac{e^2}{4x^2} = \frac{e^2}{2cx}$

$2x = c$ Also stable

What? Static pot. energy?

If incompress. then the two are more stable than the one

But if the size of sphere_2 = sphere_1 then worse result.

total + charge: $2e$

force towards centre $\frac{2e}{c^3}\int x\, 2e\, dx = \frac{2e^2}{c^3}\left(c^2 - \frac{c^2}{4}\right) = \frac{e^2}{c^3}\cdot\frac{3c^2}{4} = \frac{3}{4}\frac{e^2}{c}$ $\Big|_{\infty}^{c}$ $+\frac{2e^2}{c}$

~~2e~~ Whole work double this

$= \frac{21}{10}\frac{e^2}{c}$

Repelling force work: $\frac{e^2}{c}$

For breaking down the sphere: $\frac{3}{5}\frac{4e^2}{c}$

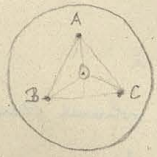
If, on the contrary two spheres apart: work required $= \frac{18}{10}\frac{e^2}{b}$

1). If radius of double atom the same as of single, then double atom requires more work to disintegrate, double atom more stability. Two simple atoms tend to form complex ones.

2). If volume of + el. remains constant (in compressibl) $c = b\sqrt[3]{2} = 1{\cdot}26\, b$

Double one will tend to split into single ones. $\frac{21}{10}\frac{e^2}{1{\cdot}26\, b} < \frac{18}{10}\frac{e^2}{b}$

This seems to be really the tendency of radioact.



$AB =$ radius

$2\frac{e^2}{AB^2}\frac{\sqrt{3}}{2} \Big| = \frac{3e}{R^3}\, OA\, e$

$AO = 2.OA \sin 30°$

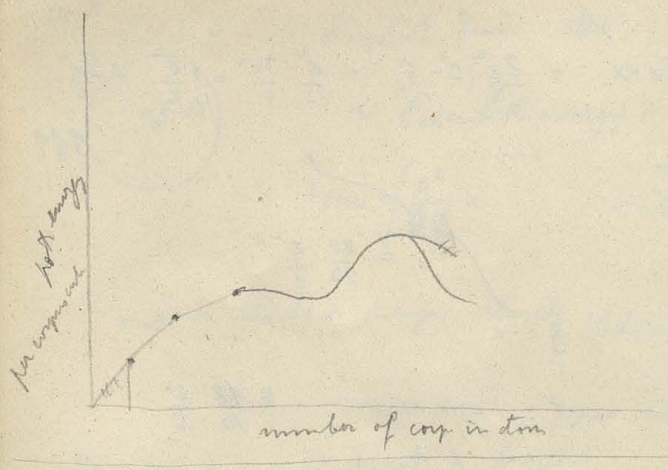
~~$\frac{e^2}{AB^2}\sqrt{3} =$~~

If more protons, then no stable position in one plane.

4 in corners of tetrahedron

(Studyons: typ)

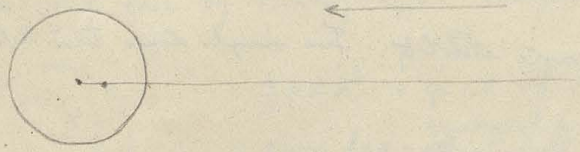
Best stable motion possible (in prodrayl) when rotating motion above certain value of speed.



Supp. + el. like in corpus. begin

Stability practically smaller amount of pot. energy, thus dependency on number of corp. with maximum X moment.

? Behaviour in an electric field? Something like capacity?



Xe pull by field

$\frac{e^2 x}{b^3}$ back by sphere

$x = \frac{X b^3}{e}$ position of equilibrium

Now an electric field outside has been produced (electric doublet)

ex = moment of el. doublet $= X b^3$.

Dielectric polar. prop. to the moments in unit volume $= \underbrace{N b^3}_{} X$

= prop. volume occup. by atom

The same expression comes out as if the atoms were absolute conductors!

Vibrations of such an atom. [supposing the same forces only]

Time: $= 2\pi \sqrt{\frac{m}{e^2} b^3} = \frac{2}{3} 10^{-15}$ || $V^{-1}\sqrt{10^{-7} \cdot 10^{20} \cdot 10^{-24}} = V\sqrt{10^{-11}} = \frac{1}{V \cdot 3 \cdot 10^5}$

$\frac{e^2}{b^3} = n^2$ (absorption)

Pot. Energy: $\frac{n^2 x^2}{2}$

$\lambda = \frac{2\pi}{3 \cdot 10^5} = \frac{2}{10^5} = 2 \cdot 10^{-5}$ [comparable with luminosity]

in reality damping by radiation

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{m}{2}\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \frac{n^2}{2}x^2\right] = -\frac{1}{3}\frac{e^2}{V}\left(\frac{d^2x}{dt^2}\right)^2 \qquad x = e^{\int q\,dt}$$

$$m\frac{dx}{dt}\frac{d^2x}{dt^2} + n^2 x\frac{dx}{dt} + \frac{1}{3}\frac{e^2}{V}\left(\frac{d^2x}{dt^2}\right)^2 = 0$$

difficult interpretation

energy dissip. $\int \frac{1}{3}\frac{e^2}{V}\left(\frac{d^2x}{dt^2}\right)^2 dt = \underbrace{\frac{1}{3}\frac{e^2}{V}\frac{d^2x}{dt^2}\frac{dx}{dt}}_{\text{vanishing in extreme points of vibr.}} - \underbrace{\int \frac{e^2}{3V}\frac{dx}{dt}\frac{d^3x}{dt^3}\,dt}_{\text{this will give on an average the same expression as the true one, approxim. the same}}$

If substituting this form, then we get:

$$-\frac{e^2}{3V}\frac{d^3x}{dt^3} + m\frac{d^2x}{dt^2} + n^2 x = 0$$

$$x = e^{ipt}$$

$$\frac{1}{3}\frac{e^2}{V}ip^3 - mp^2 + n^2 = 0$$

supp. small value

supp. ~~$p = m\sqrt{\frac{m}{e}}$~~ $\quad p = \frac{n}{\sqrt{m}} + q$

$$\frac{e^2}{3V}i\left(\frac{m^3}{n\sqrt{n}} + 3\frac{m^2}{n}q\right) + \frac{m^3}{n} + 2\frac{m^2}{\sqrt{n}}q - e^2 = 0$$

$$q = e^2 - \frac{m^3}{n} - e^2$$

$$q = \frac{1}{6}\frac{e^2 i n^2}{m^2}$$

$$e^{ipt} = e^{i\frac{n}{m^2}t - \frac{1}{6}\frac{e^2 n^2}{m^2}t}$$

vibr. of high freq. die away very much more rapidly than slow

Supp. ring of corp. of any number

Supp. displacing them as a rigid body

Force pulling back only among of other of sphere, which is prop to distance

∴ the same effect as if centre of gra

$\frac{4}{3}\pi\rho \times l\ N$ = force

Nm = mass

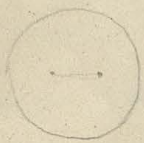
$\frac{4}{3}\pi\rho l \times \frac{}{m} = \frac{\text{force}}{\text{mass}}$ indep. of N ; one period common to all the atoms

if ρ in then the same

one common lines in the spectrum

But besides this also other periods

number of possible other periods = $3N$?



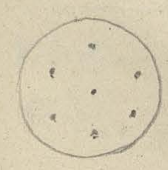
in case of 2, 3 arrangement stable & number of periods

4 in plane must suppose rotating movement, otherwise not stable

5 "

6 no matter what rotation, they cannot be stable

but with 6 if a ring it can be made stable by putting one in the centre



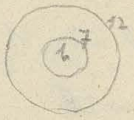
the same with 7

generally ring of any number can be made stable by putting a suffic charge in the centre

Number of corp. in the ring	5	6	7	8	9	10	12	13	15	17	20	30	40
" in the centre required for stability	0	1	1	1	2	3	8	10	15	20	39	101	232

? How 20 corp. will arrange themselves? $\frac{12}{8}$

but 8 are not stable therefore $\frac{7}{1}$



the effect of the 7 (on outside points) is very much the same as if they were in the centre

37 corp.: by putting on 17 outside

~~Tests~~ there are series on recurrency arrangements, 1, 8, 20, 37, 56

Periodic law

Arrangement of 20 would be easily upset; just only sufficient number for holding it together

one corpuscule could be easily knocked off, atom remains +

21 would be more stable $\frac{12}{9}$

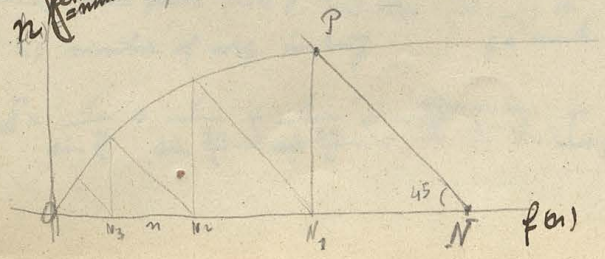
22 — still more $\frac{12}{10}$ less electropositive, more electronegative

23 little stability $\frac{13}{10}$ electropositive again

jumps in electro ± character of elements

Graphical method:

n = number of pot. el. must be put inside for keeping equilibrium if n points are given



PN_1 = number of corp. in the outer ring

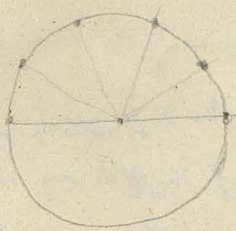
N-N' inside

$\overline{ON_1} = \overline{ON} - \overline{NN_1} = \overline{ON} - \overline{PN_1}$

If not integer take the next integer point to the left and start therefrom again.

Vibrations of such a system.

2N periods (every period 2 periods)



0). 1). radial displacement (equal) (definite period)

2). tang. displ. no vibr. (period ∞)

I). 1). radial displ. ∝ cos θ : (as if horizontal, equal pull, rigid body)

period indep. of number

II). displ. ∝ cos 2θ deforming circle into an ellipse

III). displ. ∝ cos 3θ ∝ cos kθ etc.

$ABC = f_1(n, k)$

$(A - mq^2)(B - mq^2) = (C - m\omega q)^2$

Series in Spectra, do they correspond to these various types of vibr. of one ring or from vibr. of the same type in system of rings?

Zeeman Eff:

number of periods depends on number of freedoms

by putting on a magn. field degree of freed. cannot be increased

only before: 3 periods have been equal to ~~one another~~

equation had 3 equal roots

Thus Zeem. Eff will affect the vibr. of right ~~other~~ of equal freedom

But not all periods of a system will be equally affected! Only ~~the~~ ~~all~~ equal periods.

Thus ~~not~~ lines of series do not belong at all necessarily to the same system

Zeeman Eff. on atom with 1 corpuscle.

moving horizontally in X: $He\frac{dx}{dt}$ = force in dir. Z

$-He\frac{dz}{dt}$ = X

$q=\sqrt{\frac{e^2}{am}}$ (vibr. y unaltered)

$$\begin{cases} m\frac{d^2x}{dt^2}+\frac{e^2x}{a^3}=-He\frac{dz}{dt} \\ m\frac{d^2z}{dt^2}+\frac{e^2z}{a^3}=He\frac{dx}{dt} \\ m\frac{d^2y}{dt^2}+\frac{e^2y}{a^3}=0 \end{cases}$$

$$\left.\begin{aligned} x&=a\,e^{ipt} \\ y&=b\,e^{ipt} \end{aligned}\right\} \qquad \frac{e^2}{a^3}-mp^2=\pm Hep$$

$$\left.\begin{aligned} a\left(\frac{e^2}{a^3}-mp^2\right)&=-Heipb \\ b\left(\frac{e^2}{a^3}-mp^2\right)&=Heipa \end{aligned}\right\}\times$$

$$p^2\pm\frac{He}{m}p=\frac{e^2}{\ }$$

$$p=\mp\frac{1}{2}\frac{eH}{m}\pm\sqrt{\frac{e^2}{ma^3}+\cancel{\frac{H^2e^2}{4m^2}}}$$

for small values

$$=\pm\sqrt{\frac{e^2}{ma^3}}\pm\frac{1}{2}\frac{eH}{m}$$

$\frac{e}{m}$ comes out of the same ratio

If $x=a\cos pt$ then $\begin{cases} z=a\sin pt & \text{anticlockwise motion} \\ z=-a\sin pt & \text{clockwise} \end{cases}$ } circularly polarized in opp. dir.

(If line of sight = dir. of force) besides y component of motion in line of sight; in this, particles do not radiate along line of motion.

If we look ⊥ dir. of force then triplet, plane polar. | | |

Atom consisting of series of concentric rings:

I). Not subject to magn. force

n = number of corp. in ring p = mob. to be placed inside, for stability

$$S=\frac{1}{\sin\frac{\pi}{n}}+\frac{1}{\sin\frac{2\pi}{n}}+\frac{1}{\sin\frac{3\pi}{n}}+\cdots\cdots \quad ; \quad I_k=\frac{e^2}{8a^3}\left\{\cos\frac{2k\pi}{n}\left(\frac{1}{\sin\frac{\pi}{n}}+\frac{1}{\sin\frac{3\pi}{n}}\right)+\right.$$

$$+\cos\frac{4k\pi}{n}\left(\frac{1}{\sin\frac{2\pi}{n}}+\frac{1}{\sin^3\frac{2\pi}{n}}\right.$$

$$\left.+\cos\frac{6k\pi}{n}\left(\frac{1}{\sin\frac{3\pi}{n}}+\frac{1}{\sin^3\frac{3\pi}{n}}\right)+\cdots\right\}$$

$$N_k = \frac{e^2}{4a^3}\left\{ \cos\frac{2k\pi}{n}\left(\frac{\cos^2\frac{\pi}{n}}{\sin^3\frac{\pi}{n}} + \frac{1}{2\sin\frac{\pi}{n}}\right) + \cos\frac{4k\pi}{n}\left(\frac{\cos^2\frac{2\pi}{n}}{\sin^3\frac{2\pi}{n}} + \frac{1}{2\sin\frac{2\pi}{n}}\right) + \sim \right\}$$

$$M_k = \frac{e^2}{8a^3}\left\{ \sin\frac{2k\pi}{n}\left(\frac{\cos\frac{\pi}{n}}{\sin^2\frac{\pi}{n}} + \right.\right.$$

a = radius of ring:

$$\left[\frac{3}{4}\frac{e^2 N}{a^3} + \frac{3\mu e^2}{a^3} - (I_0 - I_k) - mq^2\right]\left[N_0 - N_k - mq^2\right] = \left[M_k - 2m\omega q\right]^2$$

If n very large, I_k very large, prop. to n^3. M prop. to n^2, N to n^3.

Thus approx. roots by putting right h. side $=0$

We get the periods of tangential vibr. by equating ~~first~~ second bracket $=0$

" " radial " " first "

$k=0$ $q=0$, no period

$k=1$ (as rigid body, parll. to x etc)

with higher values of k greater complexity, frequency higher (towards blue)

In radial vibrations opposite effect, small k blue, great k red ((q gets smaller by increasing k and would get negative (reason for putting in part for stability)).

Tangential vibr. ? corresp. in spectrum to?

Approximately $N_k = \frac{e^2}{4a^3}\cos\frac{2k\pi}{n}\cdot\frac{1}{\sin^3\frac{\pi}{n}}$

$$N_0 = \frac{e^2}{4a^3}\,\frac{1}{\sin^3\frac{\pi}{n}}$$

$$mq^2 = N_0 - N_k = \frac{e^2}{4a^3}\,\frac{1}{\sin^3\frac{\pi}{n}} \times 2\sin^2\frac{k\pi}{n}$$

For k small in comp. with n: $\sin\frac{k\pi}{n} = \frac{k\pi}{n}$

frequency prop. n (Frequency of higher harmonics prop. to $n^{3/2}$, so do not come into spectrum at same time.)

If n corr. highest harmonic then $k = \frac{n}{2}$

then $m\rho^2 = \frac{e^2}{4a^3}\frac{1}{\sin^3\frac{\pi}{n}}$ corr. to line furthest toward blue end.

Generally: $k = \frac{n}{2} - s$

$$m\rho^2 = \frac{e^2}{2a^3}\frac{\cos^2\frac{s\pi}{n}}{\sin^3\frac{\pi}{n}}$$

for $\frac{s\pi}{n}$ small: $\rho = \cos\frac{s\pi}{n}\sqrt{\frac{e^2}{2a^3m}\frac{1}{\sin^3\frac{\pi}{n}}}$

$$= \left(1 - \frac{s^2\pi^2}{2n^2}\right)\sqrt{\frac{e^2}{2a^3m\sin^3\frac{\pi}{n}}}$$

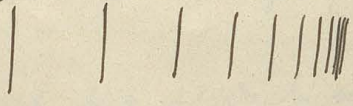
Putting $s = 0, 1, 2, 3 \ldots$ successive lines

It has been shown that frequency of sp. lines ~~[illegible]~~: $\rho = N_0 \pm a n^2$

where n is an integer

Difference between 2 successive ~~lines~~ frequencies increases with s

$$\rho_{s+1} - \rho_s = B(2s+1)$$

red  blue

band sharply defined towards blue, shading off towards red

Each neg would give a band.

Frequency not altered by mgn. field; would not show Zeem. Eff.

Radial vibrations:

$$\frac{3}{4}\frac{e^2\sigma}{a^3} + \frac{3pe^2}{a^3} - (L_0 - L_K) - m\rho^2 = 0$$

p (the neg. charge inside) is chosen so as to get real values of ρ for highest harmonic which is the one which makes it unstable. p is the smallest which will make period of

of highest harmonic red. (when $k = \frac{n}{2}$)

$$I_k = \frac{e^2}{\rho a^3} \cos^2 \frac{k\pi}{n} \frac{1}{\sin^3 \frac{\pi}{n}}$$ (if n large, neglect higher terms)

$$I_{\frac{n}{2}} = -\frac{e^2}{\rho a^3} \frac{1}{\sin^3 \frac{\pi}{n}}$$

Substituting:

$$n q^2 = \frac{3 f e^2}{a^3} + \frac{e^2}{\rho a^3} 2 \cos^2 \frac{\pi k}{n} \frac{1}{\sin^3 \frac{\pi}{n}}$$

for k small: $$= \frac{3 f e^2}{a^3} + \frac{e^2}{4 a^3 \sin^3 \frac{\pi}{n}} \left(1 - \frac{k^2 \pi^2}{2 n^2}\right)$$

$$\therefore \quad q = N_0 \left(1 - \frac{\alpha k^2}{n^2}\right)$$

So we get series of lines with same laws as before, ~~but now~~ intervals larger towards red end.

When subject to external field, we would expect change ~~the~~ not for all lines, but for lines given by the same harmonics in the different rings.

$$q^2 = \frac{f e^2}{a^3} + \frac{e^2}{a^3} \cos^2 \frac{s\pi}{n} \frac{1}{\sin^3 \frac{\pi}{n}}$$

For n large:

$$q^2 = \frac{f e^2}{a^3} + \underbrace{\frac{e^2}{a^3} \cos^2 \frac{s\pi}{n} \cdot \frac{n^3}{\pi^3}}_{\text{very large}}$$

$$q = \sqrt{\frac{e^2 n^3}{a^3 \pi^3}} \cos \frac{s\pi}{n} = \underbrace{\sqrt{\frac{e^2 n^3}{a^3 \pi^3}}}_{\text{number of radius of orb. in ring}} \left[1 - \frac{s^2 \pi^2}{2 n^2} + \cdots\right]$$

variable from atom to atom

but for large n : $n \propto a$, so nearly constant

condition for equil.?

for large number the same as continuous distribution

repulsion: $$\frac{e^2}{4a^3} S_n + f \frac{e^2}{a^2} = \frac{4}{3} \pi \rho$$ ~~$\frac{e^2}{4a^3} S_n +$~~

Condition for stability:

$$\frac{3}{4}\frac{e^2}{a^3} + 3p\frac{e^2}{a^3} + \underbrace{I_k - I_0}_{} \quad \text{has to be} > 0 \quad \text{for any } k$$

for large numbers the limit value: $= \frac{e^2}{4a^3}\frac{1}{\sin^3\frac{\pi}{n}} = \frac{e^2}{4a^3}\frac{n^3}{\pi^3}$

$$\frac{3}{4}\frac{e^2}{a^3} + 3p\frac{e^2}{a^3} = \frac{e^2}{4a^3}\frac{n^3}{\pi^3}$$

$$= 4\pi\rho \qquad \therefore \left(\frac{n}{a}\right)^3 = \text{const}$$

∴ therefore with the same harmonics for each ring: $q = A\left[1 - \frac{B}{n^2} + \frac{C}{n^4}\right]$

this is exactly the law of series! Balmer etc.

So that are not vibr. of the same ring but the same harmonic of different rings!

Number of harm. (for the same ring) ~~is~~ varies the (Zahlen).

Another series for $s = 1, 2, 3, \ldots$

For given disturbance: external field expand in series of harmonics

intensity of any harmonic vibr. could depend on intensity of corresp. harm. excitement

Term outside bracket A independent of s: A (extreme orbit) the same value for different series

Principal, first subordinate, second subordinate series ~~have effect~~

these effect have the same constant term A!

But why different values in Principal? this corresp. to radial displacements.

And similar express. for tangential displ.

We might get other terms associated with principal series by carrying out further than second

Another consq of n ∝ a :

$$\frac{\rho(\text{number inside}) \propto n^3}{\text{thus much + as − inside}}$$

(sphere drawn so

∴ average distance of two part. the same for each ring

As long as number in 2 consec. rings differing by integer, this goes on quite well

But there must come a stage when success. rings cannot differ by an integer

ring: 100 P. | inside required:

~~ring~~ containing: 101 P. | $10^6 \cdot \frac{101}{100}^3 = 10^6 + 3.10^4$ 30 000 are required between these two rings

At: $\frac{30000}{100} = 300$ rings

So 300 rings there will be between those two rings in which the average distance cannot correspond to the above rule that distances equal.

Therefore there must arrive at last unstable equilibrium.

Thus this arrangement cannot go on.

But if corp. arranged in groups, much more economical.

F. ex. 30 at equal intervals compared with 10 groups à 3

To keep 30 stable required 101 corp inside

10 groups stable " 9 "

Thus by grouping them much greater stability; regular crowd would break up & arrange itself in groups.

Radium; each α particle containing about 2000 corp.^{2} (Mackenzie)

1). Flame 2). Arc 3). Spark. Spectrum

Supp. heated wire giving off neg. corp., ~~charge~~
—— (cold wire)

for small pot diff. current = number of corp. given off by h. wire

if increased field, the neg. corp. ionise by their striking on the molec. of gas : producing a rapidly increasing current

Kolb. (hot wire)

If without ~~stay~~ ionizing no luminosity

Even if stage of ionization is reached, not necessarily lumin.

There is a reduction when gas is ionized, but not the ordinary spectrum.

If we go on increasing the field, a stage ~~if~~ reached when lumin. only begins.

This stage depends on current density and not so much on pot diff.

the greater the current density the easier the spect. is produced.

If ionizing could prod. lum., then increase of current density would only increase the number of corp (but not velocity etc.), ~~then~~ only the brilliancy of the spectrum would be increased. In contrary, it acts almost abruptly, in reality by decreasing the current density.

J J thinks: the mol. when strick and ionizing are giving off soft RR., which are absorbed by the gas. When the energy absorbed by these molec. reaches a certain amount the molec. become luminous (something like an explosion) an additional producing of ions, (current increases very rapidly when luminosity appears). In this case really rate of energy supplied to atom depends also on

surrounding molec., it would be prop. to current & pot. diff.

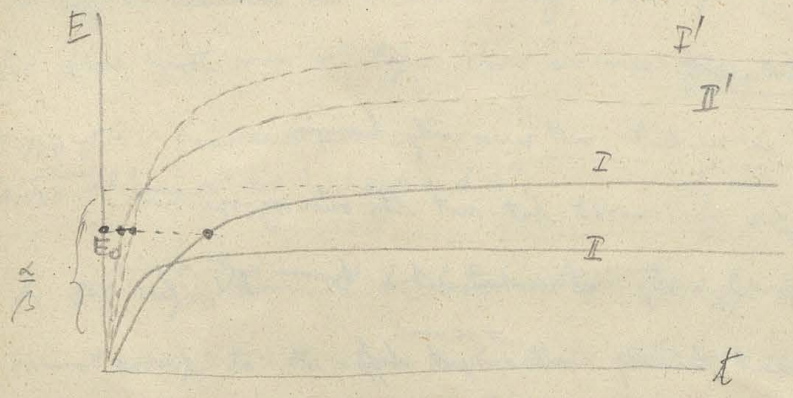
The atom will receive energy but also loose e- ; E = ene. of atom at any time

$$\frac{dE}{dt} = \alpha - \beta E$$

(α: rate of ↑)

$$E = \frac{\alpha}{\beta}\left(1 - e^{-\beta t}\right)$$

Suppose atoms of various kind



greater α, but smaller $\frac{\alpha}{\beta}$ (good radiator)
still greater β

by I : E_0 amount of energy wanted for luminosity
II

(for simplicity we suppose the same critical values)

thus lines of I would appear but not of II

if pot. diff increased : α will be larger (current density) : I', II' ; then we get the lines of the second system first, (probably also the second)

thus lines before in with become now the brighter of the two.

With small current density be favour the lines "economical" with great α which absorb easily and radiate easily

This (great) corresponds to putting in a jar in the circuit.

If we put in self induction the contrary effect; current density is reduced.

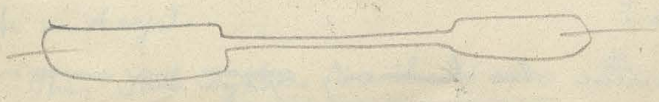
The lines I are favoured.

Arc continuous
Spark discont., but in short time greater current density

If that is so, we ought to be able to change spark discont by putting in self induct. into spectr of arc discont. This is ~~the~~ cor, to a certain amount.

Hydrogen tends to make the arc discon and it brings out lines belonging to spark spec

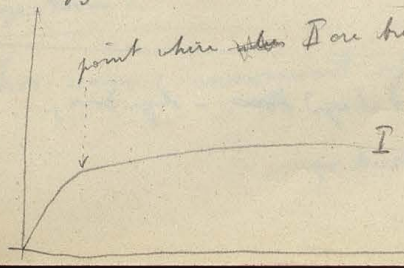
Argon: small red & blue spectrum (great current density), otherwise little difference, only in brightness.



Spectrum in the narrow part often very different, because very much larger current density

In the + column with increase of current the fall of potential decreases; this easily explains itself by this additional produce of ions, when luminosity, by accumulation (influence of surrounding atoms). (Otherwise this result hard to explain)

Part of energy I may arise from system II (like channel for transforming energy and giving off again to I). Thus if II breaks up, I will loose some of the sources of energy. Thus the curve I changes



thus not only ~~the~~ new line appearing but disappearing of old line by change of current density (argon)

These systems may be part of the atoms (remain inside).

If they current for very short time (spark), it may be even small in comparison with the time constants $\frac{\alpha}{\beta}$. In this case (of extr. small time of excitement) appr.: $E = \alpha t$

then the order of waves $\sim \alpha$. Then only line of greatest absorption would appear. Arch. L.

spectrum very simple. [Lockyer ~~called it~~ tries to explain it by association which occurs in high temp.

he thinks the atoms splitting up in simpler systems].

Lines of great abs.: „spark lines" („enhanced lines" Lockyer)

of small – : „arc lines" (intense flow of current)

If we increase α continuously (by increasing capacity) would the lines come out one by one or in groups, series?

Difficulty to produce ~~enormous~~ charge, because when luminosity appears, new emission of corp., ~~#~~ (kind of instability)

Easier perhaps start with spark & put in self induction?

One view:

Impossible that temperature has anything to do with appearance of spectra.

Molecules striking on another would only produce continuous spectra.

If lumin. f ex by cath rays, the temp. (liquid air) scarcely any effect?

Effect of temp. seems to be to increase the supply of these corpuscules.

Sodium in flame produces enormous increase of corpusc. Thus bombarding of these corp. may have the same effect as electric field.

In ordinary when el. disch.: mol., atoms, corp., + charged atoms, – negative ions,

also + ions can get such amount of energy as to break up.

Different systems and diff. methods of excitement

Lenard: systems which give some of lines are charged ions
other by atoms themselves.
by putting on el. field to flame.

Origin of some of the lines is shifted, of others undisturbed.

But suppose System actually vibrating is charged (~~[illegible]~~) to begin with, such system would not be appreciably moved by el. field. During the short time of vibrations and luminosity it would not displace itself appreciably. The displacement seen is only originating from the time before the system became luminous.

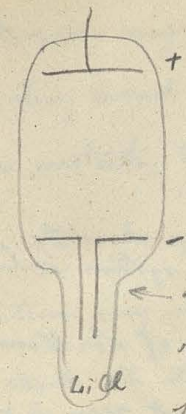
Supp. + ion, attracting – corp. & shaken up by it, thus while vibrating it will be uncharged.

Thus <u>while systems are luminous</u> the state of things will be just the reverse. Displ. uncharged, not displ. : charged.

Thus Lenard found: principal series not displaced, due to atoms
first & second subord. series displ. : to ions.

Ion prod. at ordinary pressure is much more complex than atoms.
Aggreg. of atoms, thus these systems probably would give out continu spectrum. (This may be the cause of the continuous background spectrum).

Two ways: movement of corp., movement of + ions.



neg. rays can be thrown of by mgn field, only stream of +ions

running down on LiCl; this gives out spectrum of Li, red light.

If coil reversed, so as to make ∓, then cathode rays falling on LiCl, now blue light not Li but phosphorescence!

Much easier to prod. Li sp. by bombardg LiCl, than Li itself!

Na + K bombarded gives out little flames of Na when oxydised, but clean surface not at all.

Much easier salts than metals themselves.

So far internal; now forces (chemical combination)

Molecule may be regarded as number of systems held together by mutual forces. Considerable stability. Problem of equilibr. of mutually attr. bodies. But even for Newton's law the conditions for equilibr. & for steady motion not yet known completely.

Theorem of:
Earnshaw: system of such bodies with only forces $\frac{1}{r^2}$ cannot be in stable equil.

But perhaps steady motion possible?

Conditions for stability of motion ~~steadiness~~ are very stringent. 3 Bodies: in order to get stable steady motion conditions must be quite exceptional. F. ex. if all equal: if equilat. triangle, with suitable common rotation, like rigid body. But this is unstable!

Study motion

Impossible for 3 equal bodies.

Possible if one mass very much greater than others.

Another case: Max well Saturn rings. Number of satellites in the same orbit.

In order to attain stability the mass of central planet must be enormously greater than of satellite: ~~and this~~

$$P > 0{\cdot}43\, n^3 s$$

P ← mass of planet; n ← number of satell.; s ← mass of satell.

planet can be "saturated" with satellites

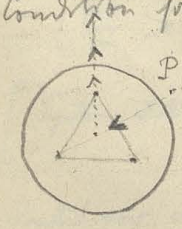
supp. $\frac{P}{s} = 100$ $\qquad n < 7$

If some of forces repulsive instead attractive much more stringent conditions.

Thus equilibr. impossible if satell. repelling each other but attr. by centr. pl.

Thus this law does not seem to give much stability.

Condition for stab.: prator. attr. force must increase, when distance between bodies increases (for certain distance)



P ← This can be attained by our atom.

Average force nothing: atom neutral but

in dir. of corners always rep. (~~with~~ dim) or −

in dr. of first attr., then neutral point P, then rep.

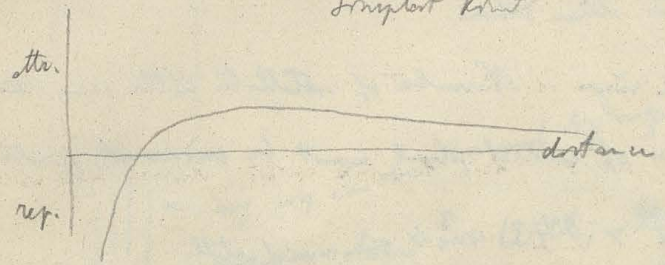
~~but it~~ point P is unstable position for neg. part but stable for + electr.

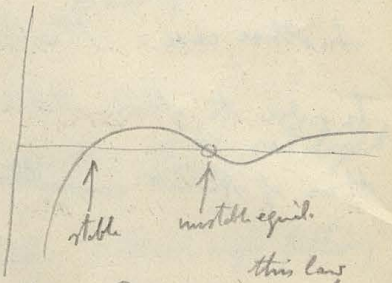
Thus 3 directions in which stable equilib for + particles possible.

But an atom thus could hold 3 other + charges in stable equilibr.

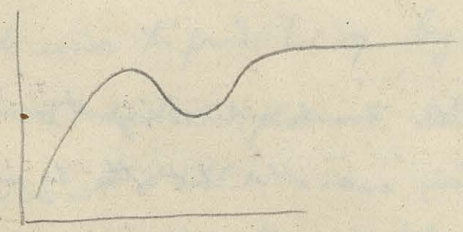
Boscovich: Force between centres ought to be repul. for small dist. – but change sign for grea

Simplest kind





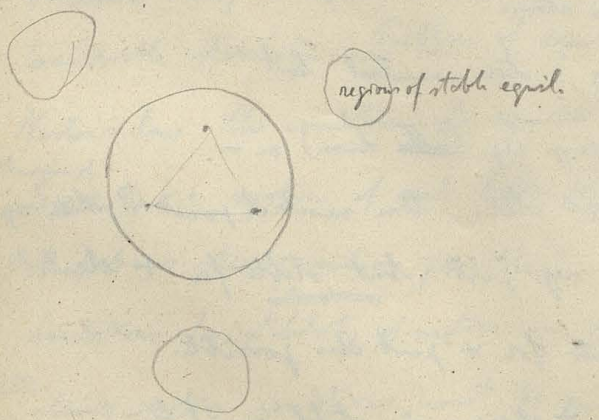
Considering how surface tension varies with thickness (Rücker & Reinold) this law can be determined



According to Bosc. theory one maxim arises from one reversal in the law of attr. therefore

thus we get a Boscovichian curve in this direction.

There is a portion of this curve where attr. force incr. with dist



Stability for tangential displacements by rotating the system or in consequence of magnetic force arising with rapid rotation.

Supposing the exp. produces radial magnetic force by this rotation.

This force will not affect the radial motion, but tangential motion turned into circle.

Supp. repulsive force (~~proportional~~ if dist.) and magnetic field

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = \mu x + He\frac{dy}{dt} \qquad \left.\begin{matrix} x \\ y \end{matrix}\right\} = e^{ipt}$$

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = \mu y - He\frac{dx}{dt}$$

stable if p real roots

$$\left.\begin{aligned} -x(mp^2+\mu) &= Heiyp \\ -y(mp^2+\mu) &= -Heipx \end{aligned}\right\} (mp^2+\mu)^2 = H^2e^2p^2$$

$$mp^2+\mu = \pm He p$$

$$p = \frac{1}{2}\frac{He}{m} \pm \underbrace{\sqrt{\left(\frac{1}{2}\frac{He}{m}\right)^2 - \frac{\mu}{m}}}_{\text{if } >0 \text{ the stable}}$$

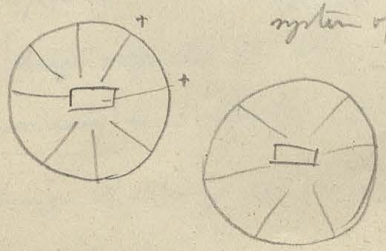
$\frac{1}{2}\frac{He}{m} > \sqrt{\frac{\mu}{m}}$ condition for stability

[System stable for one displ., not stable for another direction, cannot made stable by mag. field]

Until now we considered forces on charged systems

But similar system also for uncharged atoms

system of magnets (neutral atoms)



thus stable equilibrium even for neutral atoms

?

? If faces are charged E type or uncharged M type

Some may be of one, some of the other type.

Hydrogen atom charged, Face ~~Hy~~. CH_4 dep mainly on el charge on H atom,

by replacing this atom by other kind (with the same charge) face will not be altered much. ~~Hy~~

Faces of H type, on the contrary will depend entirely on the internal structure of

the atom. Then by replacing ~~this~~ H by other atom, whole condition changed,

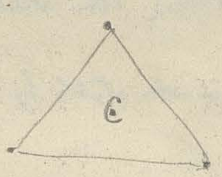
probably unstable. || ? If atom is not charged ?

Atoms in certain molecules seem to carry charge.

Rotation of plane of polarisation (Fyer) is easily explained if the atoms

charged.

Carbon atom forms only in 4 axes equally stable.



If charge the same & masses equal, then

wave of circul. pol. light only turns the round

but relative position equal, faces unchanged

But if masses unequal, then displacements unequal,

distortion orig. notes and faces ~~in central atom~~ altered

Sonic-effect

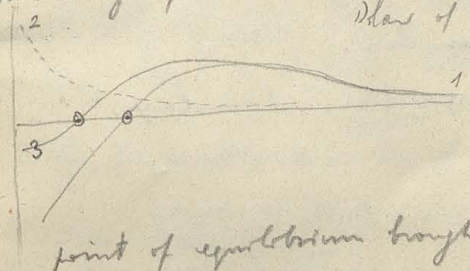
3. We ~~dont~~ can't assume the valency to be = number of regions of stability round the atom?

Stable equilib. possible only if number of atoms surrounding the central one is limited, because they are repelling each other. Thus it is not likely that each of these regions contains its atom. ↓ and may change the stability conditions

This can be calculated only if law of central force is known exactly. (On our supp. of force ∝ dist.

5 would be the max. number (because 6 unstable))

Also charges of -- to be taken into account



1) Law of force exert by central atom if no charge

2) Supp. ---- a form of attr. if central atom charged.

3). Complete curve if c.a. charged

point of equilibrium brought in

If the add. force due to charge is large, then no point of equilib.

Thus there must be a limit of charge for the central atom.

Nil. supposed to be neutral

∴ charge a central atom equal and opposite to those outside

CH_4 [the places of H_2 cannot be filled up by $4O^{(\text{double charge})}$ because central atom in this case must ~~also~~ take eight charges and this would destroy stability]

but possibly the atom itself cannot bear ~~the~~ charge of such amount

[charge originated by taking away or in compositions] and this process limited]

Atom may be unable from his nature to loose more than certain number of corp.

Change of valency may arise from high temper.

↓ = really change of chemical properties

F. ex: Fe very investigated became mag.

In ferrous salts: K (coeff of mag.) = number of atoms in unit vol × const

- ferric " : — — — — — — — — — — × other const

In other combination ($FeCy_6K_4$) Fe is not magnetic at all.

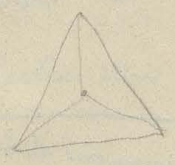
~~Chang~~ Loss of mag. in Fe at certain temper. / Recalescence

But this may be quite generally the case

Some salts prepared in wet way are different from those prepared in dry way.

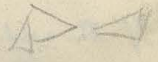
Lime gives off when heated enormous amount of mag. response. Then can be constructed an engine working by the II law of thermodyn! There must be some source of energy, some change taking place. Also ZnO. Nichols & Snow have measured the radiation coming off from ZnO. Normal up to a certain temper., from this temp. a much greater radiation. Some change?

CH_4 — Double linking — (also other explan. for this)



Supp. another atom joining (with one corner) is this possible?

Supp. stability produced by magnetic force



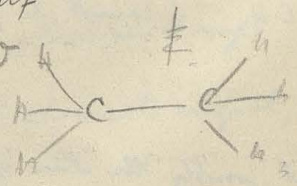
then the mag. force must be in opposite directions

therefore mutually destroying itself

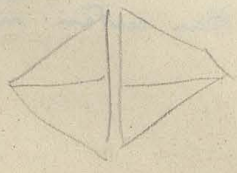
In contrary case

then mag. force in account

C_2H_6



if an edge in common



mag. force again in opposite direction

thus 4 regions of stability cut out

C_2H_4

if 2 faces contr dig

C_2H_2

Conductivity in metals

Since, so that ~~besides~~ mixture of neutral atoms also a number of free corpusc. ~~that~~ e corresponding number of + ions.

When el. force acting, the drift of + ions small in comp. to − corp.

Maxwell's law for corpusc, mean kinetic energy =

El. field will move them, but strike on atom,

time allowed for el field = between two encounter = τ

$\frac{Xe}{m}\tau$ = vel. prod. in approx. dir. of el. force

Mean velocity = $\frac{1}{2}\frac{Xe}{m}\tau$

2 cases:

This may large or small comp. with average vel. of agitation

1). if $\uparrow$ = small in comp. with v

τ = very approx. = $\frac{\lambda}{v}$

$\frac{1}{2}\frac{Xe}{m}\frac{\lambda}{v}$ = average drift

$\frac{Ne^2 X \lambda}{2mv}$ = current = J | $\frac{Ne^2\lambda}{2mv}$ = conductiv. = $\frac{1}{\sigma}$

$k = \alpha c_v \frac{Nmv\lambda}{3}$

for monatomic gas $c_v = \frac{3}{2}R$

If we consider these corp. not only as carriers of el. but also of ~~the~~ energy.

Thermal conduct. of a gas $k = \frac{1}{3}\alpha\lambda\frac{v^3 Nm}{\vartheta}$

α = const ~~depend~~ depending on the way of collision for elastic spheres diff for K.Th.

$\frac{1}{\sigma}/k = \frac{3}{2}\frac{e^2\vartheta}{m^2v^4}$ = the same for every metal

(Wiedemann & Franz) = $\frac{1}{15{\cdot}70}$ (mv^2) thus mass diff does not come in and inversely, no proof for

$\frac{e}{m} = 10^7$ $\quad \vartheta = 300°$ $\quad m = \frac{1}{1000}$ H atom

$v = 6.10^{12}$?

$\frac{1}{\alpha} \frac{4.2.}{900}$

ρ = number atom. dissoc. in unit time = number of corp. formed

$\frac{n}{\tau}$ = number of ~~atom~~ corp. disapp (by collision)

$\rho = \frac{n}{\tau} = \frac{n v}{\lambda}$

$n = \rho \frac{\lambda}{v}$ $\qquad \frac{1}{\sigma} = \frac{e^2 \rho \lambda^2}{2 m v^2}$

λ varying probably only in consq. of expansion by temp. slowly

$m v^2$ prop. abs. temp

if ρ not dependent on temp, then $\sigma \propto$ Temp.

[if diss. were due to thermal process, ρ would depend on temp)

At higher temp it may be that ρ incr. more rapidly than ϑ, resist. would reach a maximum, then rapidly decreasing. → El. resistance of oxides?

If vel. great in comp. with v

$\frac{m v^2}{2} = X e \lambda$

$v = \sqrt{\frac{2 X e \lambda}{m}}$ $\qquad$ then current would not obey Ohm's law.

no indication yet in metals

Attempts to get n, λ separately:

Magn field ⊥ el. force:

curvature of path depends only on λ not on n

But if this the only effect produced then Hall effect must have the same sign in all metals which is not the case.

Using very thin films of metal

If thickness < λ σ must be greater comparatively than in bulk

Spec resistance is greater in fact, and

but these deposits may contain holes, surface tension may form

---

Influence of free corp on optical properties of metals

n seems to be a number comparable with number of atoms

---

corpuscular pressure, different in various metals, produce by contact, el. difference

contact electricity

two kinds of ions: at low pressures $-$ ion $= 10^{-3}$ H atom | at ordinary press. very attached
$+$ ion $=$ atom | to one or more molec.

Disappearing of ionization by recombination, after source of ions has been withdrawn: number of coll. between $+$ $-$: $= \alpha n^2$

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$$

$$\frac{1}{n} = \alpha t + c$$

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t}$$ taking conductivity at different intervals we get α (about 10^{-6})

Kinet. th.: numb of coll. for air : $1{\cdot}2 \cdot 10^{-10} n^2$
H_2 : $2{\cdot}4 \cdot 10^{-10} n^2$

So other forces must come into play and be of prominent importance

Mutual attractive forces between $+$ $-$

Law: inverse square; recombination if they describe circles or ellipses round each other, separation again if parabolas or hyperbolas.

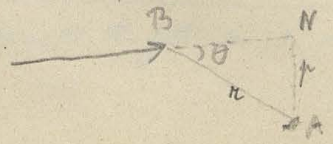
From theory of inverse square forces we know the criterion: whether kin. energy of relative motion is $\gtrless$ work required to separate the part

$$T \gtrless \frac{e^2}{r} \qquad \text{or:} \qquad r \gtrless \frac{e^2}{T}$$ sep. / recomb.

[Toy ought to be known of sel. int.]

T depends only on temperature, not on nature of gas

Instead of r substitute p $\perp$ dist. from line of motion of the other ion:



$p = r \sin\theta$ if supp. that at B all directions of motion equally probable, then can be shown mean value of p:

$p = \frac{\pi}{4} r$

$\therefore$ condition for recombin.: $p < \frac{\pi}{4} \frac{e^2}{T}$

draw cylinder round direction of (relative) motion as axis, with radius $\frac{\pi}{4} \frac{e^2}{T}$

every $-$ ion in this cylinder will be able to recombine with the wandered on

Length of cyl. V = vol of rel motion

volume: $\pi p_0^2 V$

number of recomb. in unit time: $\pi p_0^2 V n$

Total number of recomb $= \pi p_0^2 V n^2$ $\therefore$

$\alpha = \pi p_0^2 V$

T is known from kin. th. g.: $T = \frac{3P}{N}$ = pressure of g. $= \frac{3 \cdot 10^6}{4 \cdot 10^{19}} = 10^{-13}$

$\therefore r = \frac{e^2 N}{3P}$

N is known from electrolysis: $Ne = 1{\cdot}2 \cdot 10^{10}$

$e = 3{\cdot}5 \cdot 10^{-10}$

$r = 14 \cdot 10^{-6}$

= 100 times the radius of mol.

Therefore, as numb. of coll. prop. to square of diam.:

so numb. of coll. = 10000 times greater than numb of coll b. molec

To get α we require to know V. Supposing ion of same order of H molecule

V (rel. vel) = $\sqrt{2}$ average vel.

$= \sqrt{2} \cdot 1{\cdot}8 \cdot 10^5$ thus we get $\alpha = 1{\cdot}54 \cdot 10^{-6}$ which agrees with experimental value $\alpha = 10^{-6}$

probably ion more complex, but not very much more, since order of magnitude right.

When ion will get saturated with molecules?

Ion

Ion will attract a neutral molec. [suppose conductor!]

they will keep the mol. if kinetic energy too small to tear asunder

this will go on forming complex system

It all depends on ionization work $\gtrless$ kin energy of the molec.

work smaller if sphere larger, thus we come to a stage where work < kin energy

Limit determined by equality:

work for separating two like charged spheres: — a mol. sphere, b charge

$= 0.14 \frac{e^2}{a}$

$b = a$	$0.14\ a$	
$b = 2a$	$0.56\ a$	

kin en. $\frac{e^2}{r}$ $\quad r = 1.3 \cdot 10^{-6}$

taking 10^{-8} rad. molec $= a$ — thus we find $2a < b < 3a$

ions not greater than 3 times molec.

in complex vapours, taking $a = 10^{-7}$: $a < b < 2a$

aggregation greater in gases with small molec., monatomic gases

Of all substs tried until now He has the most complex ion

vol. of the elements in 24 times > actual vol. for mol.

He

H	3
Cl	1

=

with increase of temp size of aggreg. must diminish, ions gets simpler

means of ascertaining the size of ions:

1) Rate of diffusion: for t^{ion} indep. of moisture, while for = changing with moisture

CO_2	air	H	CGS
0·245	0·2	0·128	0·

(prop. $\sqrt{\text{density}}$)

$$D_{12} = \frac{n}{8N}\left[n_1 l_2 \omega_2 + n_2 l_1 \omega_1\right]$$

$N = n_1 + n_2$ number per cm³

l free path

ω vel. of mol.

in case of an ion diffusing through ordinary gas $n_1 = 0$

$N = n_2$

$$D_{12} = \frac{n}{8} l_1 \omega_1$$

if ion = mol. : $l_1 = 1{\cdot}8,\ 10^{-5}$, $\omega_1 = 1{\cdot}7.\ 10^5$ } $D_{12} = 1{\cdot}2$ ten times as much as in reality

H_2

O_2: $l_1 = 1{\cdot}02 \cdot 10^{-5}$, $\omega_1 = 0{\cdot}425 \cdot 10^5$ $D_{12} = 0{\cdot}17$

CO_2: $l_1 = 0{\cdot}65 \cdot 10^{-5}$, $\omega_1 = 0{\cdot}361 \cdot 10^5$ $D_{12} = 0{\cdot}092$

much smaller than in reality

thus ions seem not to be much more complex than mol. of vapours

2) Velocity of the ions in electric field

Average velocity produced in the interval between 2 coll.

$\frac{xe}{m} t$ = final velocity

average velocity : $\frac{xe}{2m} t$ $\boxed{t = \frac{\lambda}{\omega}}$ $= \frac{xe\lambda^2}{2m\omega}$

Langevin's method:

ionising the gas between ∥ plates
(by RR)
rays cut off when experiment begins
right plate — electrons.
left plate +, drives ions towards electrons.

after some time left plate − (in equal amount), this drives − ions in direction.

ultimate charge dep on time of field acting

Supp field so strong that no recombination:

vol. + ions $k_1 X$

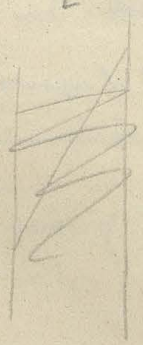
− ion $k_2 X$

During time t: left hand plate absorbed: $n_4 k_1 X t$ towards elect. → $n_4 k_2 X t$

then are left $(l - k_2 X t)$

1), 2), ~~equal~~ [field reversed constant] $n(l - k_2 X t)$

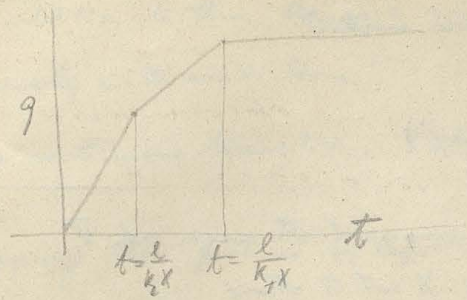
I). $n[(k_1 + k_2) X t - l] e$ = charge on electrons. $= q$



If t such that $[\quad] = 0$
then all neg. ions drawn out, but still there are left some +

II). $t = \frac{l}{k_2 X}$, $t < \frac{l}{k_1 X}$ } $q = \cancel{k}\, l + k$.

III). if $t > \frac{l}{k_1 X}$ then $q = n l$



from the determin. of points of bending the numbers k_1 k_2 can be calculated

? What are the ions in mixed gases? H, CO_2,

number of knicks gives the number of different ions in the mixture

Langevin got only 3 knicks in this case, corresp. to two + } ions
one −

this expl., if neg. ion continually breaking up and reformed again, average values

if they were stable, then there ought to be 4 knicks.

Results got by these methods:

velocs. of ions with given electric force ought to be $\propto \lambda$ $\therefore \propto \frac{1}{p}$ if ions don't vary themselves

but if the ion becomes simpler, then $p \times$ vel. increases with exhaustion

Langevin: Air vels. for 1 est. $\left(\frac{\text{volt}}{\text{cm}}\right)$

p	k_2 (of neg. ion)	$p k_2$	k_1 (+)	$p k_1$
7·5 cm Hg	6560	647	4430	437
20	2204	580	1634	430
41	994	530	782	427
76	510	510	480	420
152	270	505	225	425

+ ions not generally altering; − ions consid. different

with very low pressures this difference much more marked

the same by increase of temperature

(very ions splits up & gives off corpuscle, at low p)

$v_2 = \frac{1}{2}\frac{Xe}{m}\frac{\lambda}{V}$ on assumption that velocity connected with average vel. V

therefore X not too strong

for very strong X: $v \propto \sqrt{X}$

	He	H_2	O_2	CO_2	SO_2	Cl_2
v_2 calculated ~~He~~ per $X=1$	4·73 cm/sec	26	3·8	2·06	1·25	1·11
actually obs.	1·4	6·7	1·36	0·78	0·5	1·0
ratio	3·4	3·8	2·7	2·7	2·5	1·1

theor. vel. > obsvd. but not different order except He.

If ion consisted of n molec instead of one, what would be the change in the calcul. result?

e the same

m n times incr.

λ coll. between ions and molec.

↓ depends on composition

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_{0(mol.)}} = \frac{n+1}{2}$$

$$V = \frac{V_0}{\frac{1}{\sqrt{n}}+1}\,\frac{1}{2} \qquad \lambda = \frac{2\lambda_0}{n+1}$$

$$U' = \frac{U}{n}\,\frac{2}{n+1}\left(\frac{1}{\frac{1}{\sqrt{n}}+1}\right) = \frac{4U}{n(n+1)\left(\frac{1}{\sqrt{n}}+1\right)}$$

---

for $n=2$

$U' = U \cdot \frac{2}{15}$ ∴ only He

$n=3$ $U' =$ ∴ ion not very much bigger than molec.

In addition to these there is a number of ions with different order ($\frac{1}{1000}$ of them) especially in the air in towns

no continuous transition. Perhaps instability between certain limits.

Supposing them produced by deposition of vapour on ordinary ions:

formation of drops: pot. energy of surface tension prevents small drops forming $\frac{1}{r}$

↓ causes evaporation

but this can be stopped by putting a charge on the drop; the vapour does not carry off the charge.

pot. eng: $\frac{1}{2}\frac{e^2}{a}$ charge stops the evaporation

vapour pressure $R\theta \log \frac{p}{P} = \frac{1}{4\pi r^2}\frac{d}{dr}\left(4\pi r^2 T + \frac{1}{2}\frac{e^2}{r}\right)$

over drop a

over flat surf.

neglecting influence of size of drop on surf. ten.

$$= \frac{2T}{r} - \frac{e^2}{8\pi a^4}$$

increase of press by surf t. — by charge

stable equilibrium:

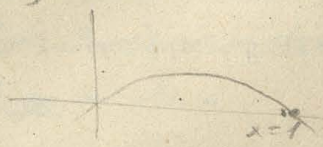
$$r = \sqrt[3]{\frac{e^2}{16\pi T}} \qquad T = 76 \quad H_2O$$

$$a = \frac{1}{3.2}\cdot 10^{-7}$$

$$R\theta \log \frac{p}{P} = 2T\left(\frac{1}{a} - \frac{c^3}{a^4}\right) = \frac{2T}{c}\left(\frac{c}{a} - \frac{c^4}{a^4}\right) = \frac{2T}{c}(x - x^4)$$

x

if the drop is to grow into visibility: $x = 0$



Maxim value for $x^3 = \frac{1}{4}$

in order to be able for the drop to get over this vertical rise air must be supersaturated so as to make $R\theta \log \frac{p}{P}$ equal to ——— for this value

$= \frac{2T}{a}\ 0{\cdot}471 = \text{---}$

$\therefore \frac{p}{P} = 5{\cdot}3$ five fold saturation

CTR Wilson found 4–5 fold sat necessary to produce clouds.

---

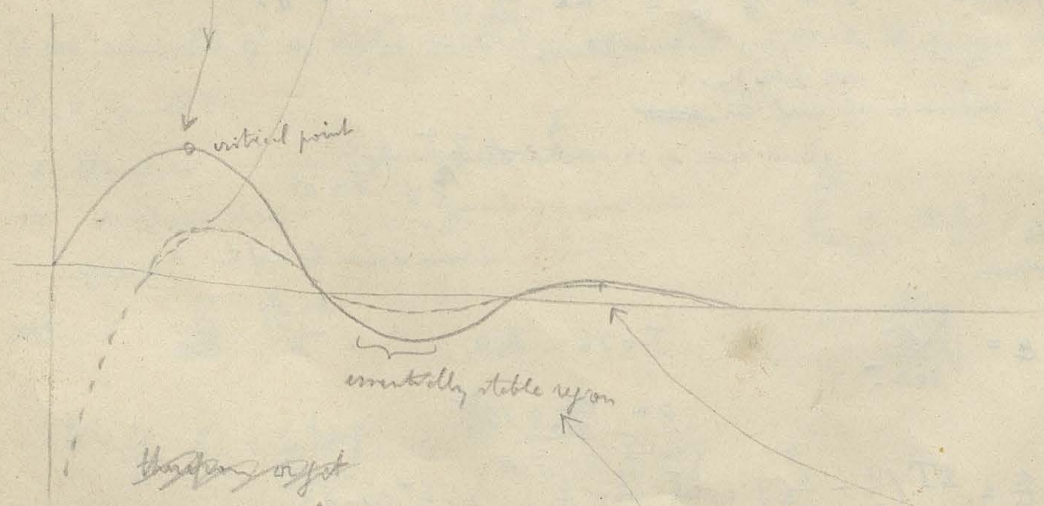
but what can cause the small drops – ions?

supposing T to depend on a:

$$\text{---} = \underbrace{\frac{2T}{a} + \frac{dT}{da}}_{} - \frac{e^2}{8\pi a^4}$$

expression on surface tension (Reinhold & Rücker)

plotting the curve



~~they can~~ ~~or get~~

supposing drop formed can't evaporate again: evap faster until fed or cooled

then, as time takes —, critical point which will not be passed

~~they~~ itself, unless extend charge (temp) ∴

these drops very persistent; probably those on the by ions of the air.

Wilson: if cloud once formed, then the least supersat. ~~fixes~~ is cloud producing.

If first maxim. once reached or dissipated, then only small maxim. required (of supersat.) in order to give large drops. (On large nuclei drops easily formed)

Clouds with different liquids!? and applic. of this theory!

For charged ~~ions~~: first possible drops too small
second requires much less supersat. than uncharged.

So for independent of the sign of the ion.

But in fact less supersat. is required for − than +; they can even be separated by carefully adjusting the supersat. ~~if el. field applied~~

Electric fields in thunderstorms! Because of falling of the − ions which have become drops an el. field arises.

Work done by gravity

Expl.: double layer on surface of water

If the drop is charged: e in the centre of the drop

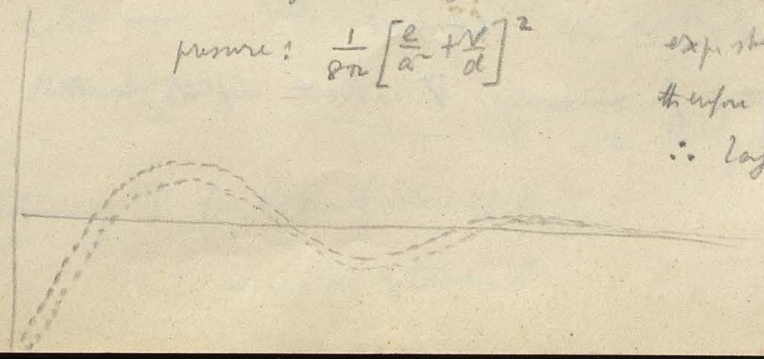
$\frac{2T}{a} + \cdots$ represented the excess of pressure on the water

el. force: $\frac{e}{a^2} \pm \frac{V}{d}$ [if inner coating − : force the same as force due to charge

supp. e and water the same sign: $\frac{e}{a^2} + \frac{V}{d}$

pressure: $\frac{1}{8\pi}\left[\frac{e}{a^2} + \frac{V}{d}\right]^2$

exp. shows easier − than +
therefore lower curve corr. to −
∴ layer on water −



Phenomena in connexion with the double layer H_2O — air

Electrification due to splashing, ~~&~~ & bubbling air through water

↓ Lenard air carried with it — el. water remaining behind +

↓ Lord Kelvin air —

Hydrogen effect by rapidly increasing surface

wet cloth extended

∴ when new surface rapidly increased : H_2O +

air —

[often assumed outer layer knocked off, therefore — would be working]

the water has to establish the double layer

some kind of chemical action, (influence of salts)

{ if outer layer were — (as usually ass.) the water had to attract the — for the air & equal number of + would be left in the air

In fact reverse effect ∴ outer layer +

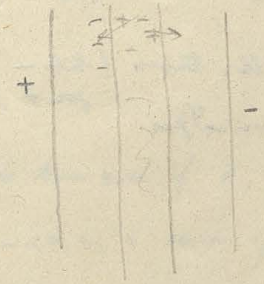
Other liquids to try ; which give opposite charge by bubbling, if they condense easier on + than — ?

(Hg the same sign as H_2O) still larger

(Turpentine opposite) but small

this would give method for measuring V without electrical methods

Method (Langevin) to find coeff of recombin.



remove a slab of air between ∥ plates for a moment, then left to itself.

if no field: recombine.

if field: ions drawn out

if field ∞ then no time for recomb., all − on one all + on other plate.

generally ~~not~~ amount of charge dep. on ~~amount~~ rate of recombin. and on velocity.

$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$. ~~if no field~~ but only in the interior layer where + and −

$k_2 X dt + k_1 X dt$ = vel. of demarcation

$d\varphi$

$d\varphi = n (k_1+k_2) X dt$

$= (k_1+k_2) \left(\frac{1}{n_0} - \right) X dt$

$\alpha t = \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0}\right)$

$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \alpha t$ ‖ $\varphi = (k_1+k_2) X \int \frac{1}{\left(\frac{1}{n_0} + \alpha t\right)} dt$

$= \frac{(k_1+k_2)}{\alpha} X \log(1+n_0 \alpha t)$ | $= \frac{k_1+k_2}{\alpha} X \log\left(1 + \frac{n_0 \alpha}{(k_1+k_2)X}\right)$

$n_0 l$ = mass $= \varphi_0$

$\varphi = \frac{k_1+k_2}{\alpha} X \log\left[1 + \frac{\varphi_0 \alpha}{X(k_1+k_2)}\right]$

$R = \frac{k_1+k_2}{\alpha} X \longrightarrow = R \log\left[1 + \frac{\varphi_0}{R}\right]$

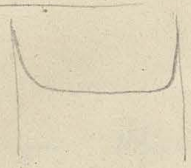
thus determining φ for different values of X

α can be determined

value of $-$ ions $>$ $+$ ions (diffusion increasing with density of gas)

therefore also more rapid diffusion of $-$ ions than $+$

this explains also electrifying when ionized gas passing through metallic tubes (tube $-$, gas $+$)



distrib. of el. force between ∥ plates in ionized gas

greater in neighbourhood of plates;

greater at $-$ than $+$

simplest case: flame, where neg. ions enormously greater vel. than $+$

great fall of potential close to the cathode (1–2 mm.: 90 volts of total of 100 V. 10 V for the rest of the distance)

if $v_- \gg v_+$:

current carried practically by the $-$ ions

n_1 = numb. of $+$ | vel. $k_1 X$

n_2 $-$ | $k_2 X$

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi\rho = (n_1 - n_2)e\,4\pi$$

$$i = (k_1 n_1 + k_2 n_2) X e \qquad \frac{\partial i}{\partial x} = 0$$

$\rho\, dx$ = numb. of $+$ ions prod. per unit time in dx

$\alpha n_1 n_2\, dx$ = " recomb.

$$k_1 X n_1 \qquad (X + dX) k_1 (n_1 + dn_1) = k_1 X n_1 + \frac{\partial}{\partial x}(k_1 X n_1)\, dx$$

$\frac{\partial}{\partial x}(k_1 X n_1) dx$ = number lost in 1 sec by this box

also diffusion equalizing the numbers and giving rise to additional term, but this very slow usually in comp. to first term

---

$$\rho - \alpha n_1 n_2 = \frac{\partial}{\partial x}(k_1 X n_1)$$

similarly for neg.

$$\rho - \alpha n_1 n_2 = -\frac{\partial}{\partial x}(k_2 X n_2)$$

$$\frac{1}{k_1}(\rho - \alpha n_1 n_2) = \frac{\partial}{\partial x}(X n_1)$$

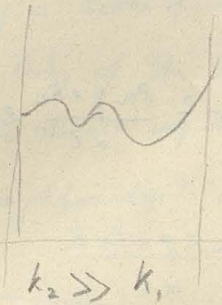
$$\frac{1}{k_2}(\rho - \alpha n_1 n_2) = -\frac{\partial}{\partial x}(X n_2)$$

$$\left(\frac{1}{k_1}+\frac{1}{k_2}\right)(\rho-\alpha n_1 n_2) = \frac{\partial}{\partial x}\left[X(n_1-n_2)\right] = \frac{1}{4\pi e}\,\frac{\partial}{\partial x}\left(X\,\frac{dX}{\partial x}\right)$$

$$= \frac{1}{8\pi e}\,\frac{\partial^2 (X^2)}{\partial x^2}$$

this time even if k, ρ varying with x

$\rho-\alpha n_1 n_2$ = excess of ions over wombs ; sign of



Supp. $k_2 \gg k_1$

$$k_2 X n_2 e = i = \text{const}$$

$$\rho-\alpha n_1 n_2 = 0 \qquad n_1 = \frac{\rho}{\alpha}\,\frac{k_2 X e}{i}$$

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi e\,(n_1-n_2) \qquad n_2 = \frac{i}{eXk_2}$$

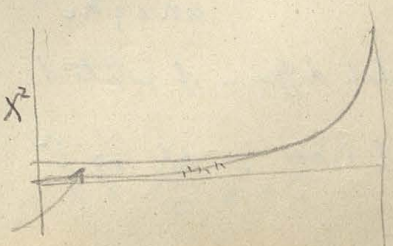
$$X\frac{dX}{\partial x} = 4\pi e\left(\frac{\rho e k_2 X^2}{\alpha i} - \frac{i}{e k_2}\right)$$

$$\frac{d(X^2)}{dx} = 8\pi\left(\frac{\rho e k_2}{\alpha i}X^2 - \frac{i}{e k_2}\right) \qquad y = \frac{b}{a} + c\,e^{ax}$$

$$X^2 = \frac{\alpha i^2}{\rho e^2 k_2^2} + c\,e^{8\pi\frac{\rho e k_2}{\alpha i}x}$$

taking x from the other end $\quad x \text{---} l-x$

$$X^2 = \frac{\alpha i^2}{\rho e^2 k_2^2} + c\,e^{8\pi\frac{\rho e k_2}{\alpha i}(l-x)}$$



$$X = \frac{\sqrt{\alpha}\,i}{\sqrt{\rho}\,e k_2}$$

$$(q - \alpha n_1 n_2)\left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right) = \frac{1}{8\pi e} \frac{\partial X}{\partial x}$$

(~~[illegible]~~ integrating over area than boundary = cathode ; excess of — cathode gives out neg. ions (when hot), current on surface = i_0

$$i(-i_0) = \int_{k_1 X_1 n_1 e}^{2} (q - \alpha n_1 n_2)\, e\, dx$$

$$= \frac{1}{8\pi\left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right)} \left[\frac{\partial (X^2)}{\partial x} =\right] - c\, \frac{8\pi q e k_2}{\alpha i}\, e^{+(l-x)}$$

$$= \frac{-c q e k_2}{\alpha i\left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right)} \neq -\frac{c q e k_2 k_1}{\alpha i}$$

$$c = \frac{\alpha i (i - i_0)\, e^2}{q k_1 k_2}$$

if k_1 very small then force at cathode = c very great

relation between current and X by integrating

$$X = \frac{ik}{e}\sqrt{\frac{\alpha}{q}} \quad \text{until near cathode}$$

$$\int X = \sqrt{c} \int e^{-\frac{4\pi q e k_2}{\alpha i}(l - x)}\, dx$$

$$\Delta X = \sqrt{c}\, \frac{\alpha i}{4\pi e q k_2} = \sqrt{\frac{\alpha i \sqrt{(i - i_0)\alpha i}}{4\pi e q^2 k_1 k_1}}$$

whole difference of potential $= \frac{ik}{e}\sqrt{} + \uparrow$

if $i_0 = 0$: $\Delta X \propto i^2$ two parts of potential difference here

constant part throughout, but the drop at cathode $\propto i^2$

$V = ai + bi^2$ (known experimental formula)

there was the view that ionization nearly whole at the cathode, nearly nothing in the rest.

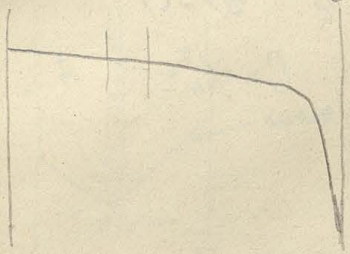
because increase of distance had little effect when ~~saturation~~ obtained at cathode

~~If~~ it depended on hypothesis that current in nearly was saturated, which does not seem true at all

another experim. in favour of this view

putting a bead of salt in the flame close to the cathode produces an enormous increase, but in the body of the flame very little effect

but we should expect this after one results on account of the field fallen outside the neighbourhood of cathode



cath fall $\sim \dfrac{\sqrt{i(i-i_0)}}{4\pi e g^{3/2} k_1 k_2}$

~~salt~~ near the cathode increase the value of g (easily 100 times)

then ΔV dim. 1:1000

which would require enormous increase of current

H A Wilson: relation between current and potential $V = ai + bi^2 \neq bi^2$

the whole conduction by flames expl. by this hyp. that only neg. ions transport current, posit. ions have the function of keeping the gradient of el. f. small.

If the ions instead of being produced in the gas are emitted ~~by~~ by the surface (red hot, heated wire). If field small, no ionis. in the rest of the gas, and current carried only by these ions.

All ions of one sign $\begin{cases} kXne = i = \text{const} \\ \dfrac{\partial X}{\partial x} = 4\pi ne \end{cases}$

$$\therefore \quad X\frac{dX}{dx} = \frac{4\pi i}{k} \qquad X^2 = \frac{8\pi i}{k}x + C$$

ions shot off at cathode would knock against molec. and partly fling back again into cathode, unless they are removed

Steady state : J coming out of cath.

i passing through ∥ plane in small distance

v = molecular velocity of ions

N = number of ions near cathode { left moving backwards, left forwards }

$\frac{1}{2} v N e$ = charge carried

$$i = J - \frac{1}{2} v N e = J - \frac{1}{2} \frac{v\, i}{k X_0}$$

$$\frac{k X_0}{v} = \frac{i}{2(J-i)}$$

$$k X_0 N e = i$$

$$C = X_0^2$$

if $X_0 = 0$: X at anode $> \sqrt{\frac{8\pi i}{k}}\, l$

$$\frac{J}{k}(2J - i) \ll \sqrt{\frac{8\pi i}{k}}\, l \qquad ?$$

$i \ll J$

$v \ll$

force required to saturate : prevent ions getting back into cathode

$$kX > v$$

Putting $C = 0$: $X = \sqrt{\frac{8\pi i}{k}}\, x$

$$8\pi i = \frac{9}{4} k \frac{V^2}{l^3}$$

integrating : $V = \frac{2}{3}\left(\frac{8\pi i}{k}\right)^{1/2} l^{3/2}$ =

current increases now more rapidly than Ohm's law

and as long as $C = 0$ current independent of number of ions shot off N!

but if small supply, the ions will be saturated very soon

Unipolar conduction: as cathode it can carry a current, but not as anode.

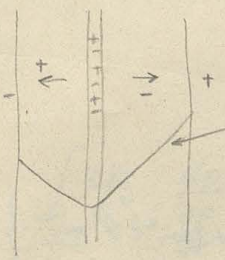
Any difference in the electrodes will make the current partly unipolar

Only if absolute uniformity ~~of~~ conduction between the plates, no unipolarity.

For supp. conv. confined to slab ~~[illegible]~~ between the plates

symmetry only if in the middle

If only layer of ionized gas



distrib. of el. force with dip. in the middle

So far assumption: motion along el force; if vel small in comp with transport-velocity

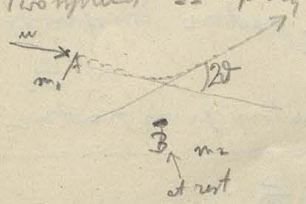
But also different cases f.ex. cathode rays

Consider vel, only deflection prod. by el f.

Ion projected with any velocity, how will its motion be affected by the gas through which it moves.

How will its path be influenced by neighbourhood of a molecule?

Two systems A rapidly moving (great in comp with average vel of atoms)



d will depend on the law of force

motion of centre of gravity unaltered

velocity of A after collision?

$$(m_1 + m_2)\bar{u} = m_1 u$$

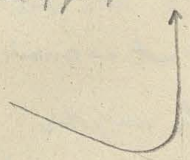
vel. of c. of gr.

$$\bar{u} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} u$$

Relat. mot.

$$u - \bar{u} = u - \frac{m_1}{m_1+m_2} u = \frac{m_2}{m_1+m_2} u$$

C. of gr fixed:



rel. vel. in ∞ distance unchanged

$$\frac{m_2 u}{m_1+m_2} \cos 2\theta = \text{in dir } X$$

abs. vel.: $u' = \bar{u} + \frac{m_2 u}{m_1+m_2} \cos 2\theta = \left(\frac{(m_1 + m_2 \cos 2\theta)}{m_1+m_2} \right)$

$$u' - u = \frac{m_2 u}{m_1+m_2} \underbrace{(\cos 2\theta - 1)}_{-2\sin^2\theta}$$

Change of energy:

$$u' = u - 2\sin^2\theta \frac{m_2 u}{m_1+m_2}$$

$$v' = \frac{m_2 u}{m_1+m_2} \sin 2\theta$$

$$\frac{m_1}{2}(u'^2+v'^2) = \frac{1}{2} m_1 u^2 \left\{ \left(1 - 2\sin^2\theta \frac{m_2}{m_1+m_2}\right)^2 + \sin^2 2\theta \frac{m_2^2}{\sim} \right\}$$

$$= \frac{m_1 u^2}{2} \left\{ 1 - 4\sin^2\theta \frac{m_2}{\sim} + (4\sin^4\theta + 4\sin^2\theta\cos^2\theta) \frac{m_2^2}{\sim} \right\}$$

$$= \frac{m_1 u^2}{2} \left\{ 1 - 4\sin^2\theta \frac{m_2 m_1}{(m_1+m_2)^2} \right\}$$

$$T' = T \left\{ 1 - 4\sin^2\theta \frac{m_1 m_2}{(m_1+m_2)^2} \right\}$$

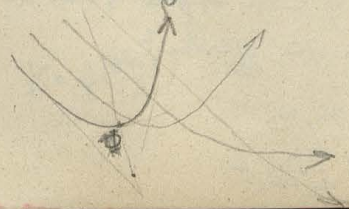
$$\Delta T = -4T \sin^2\theta \frac{m_1 m_2}{(m_1+m_2)^2}$$

for great m_2 loss of energy $\sim \frac{1}{m_2}$

no loss for very great m_2

About ϑ: ~~motion~~ force: $\frac{k}{\rho^n}$

hyperbola fixed



$$\theta = \frac{\pi}{2} - \Phi$$

radial!

rate of description in ∞ distance

$$v p = \rho^2 \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

what we want: $\int \frac{\partial \rho}{\partial t}\, dt$

$$\int \frac{v p}{\rho^2}\, dt$$

work done $\int \frac{k}{\rho^n}\, d\rho = \frac{1}{n-1} \frac{k}{\rho^{n-1}}$

$$\frac{1}{2} m v^2 - \left[\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)^2 + \rho^2 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)^2\right] \frac{m}{2} = \frac{1}{n-1} \frac{k}{\rho^{n-1}}$$

$$\frac{1}{2} m v^2 - \frac{1}{2} m \left[\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)^2 + \frac{v^2 p^2}{\rho^2}\right] = \frac{1}{n-1} \frac{k}{\rho^{n-1}}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \sqrt{\frac{\frac{1}{2} m v^2 - \frac{1}{n-1} \frac{k}{\rho^{n-1}} - \frac{v p}{\rho}}{\cancel{\frac{1}{2} m \left(1 + \frac{v^2 p^2}{\rho^2}\right)}}}$$

$$\int \frac{v p}{\rho^2} \frac{d\rho}{\frac{\partial \rho}{\partial t}} = \int_{\infty} \frac{v p}{\rho^2} \frac{d\rho}{\sqrt{1 - \frac{v^2 p^2}{\rho^2} - \frac{2 k m}{n-1} \frac{1}{\rho^{n-1}}}}$$

find limit not of integration ( ) = 0

$\frac{1}{\rho} = z$

$$= v p \int \frac{dz}{\sqrt{1 - v^2 p^2 z^2 - \frac{2 k}{m(n-1)} z^{n-1}}}$$

$p z = x$

$$\Phi = \int_0^{x_1} \frac{dx}{\sqrt{1 - x^2 - \frac{2 k}{m(n-1)} \left(\frac{x}{p}\right)^{n-1}}}$$

$x_1 = \infty$; $\rho = 0$

$$\sqrt{1 - x^2 - \left(\frac{2x}{\alpha}\right)^{n-1}}$$

$$\alpha^{n-1} = \frac{m_1 v^2 p^{n-1}}{k}$$

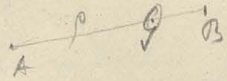
$$\alpha = p \left(\frac{m_1 v^2}{k}\right)^{\frac{1}{n-1}}$$

$\therefore \Phi$ only function of α ;

if centre of gravity fixed instead of one of the particles

Supp. was force $= \dfrac{k}{\rho^n}$

If now measured from centre of gravity



$$AB = \frac{m_1+m_2}{m_2}\,\rho$$

$$\text{force} = \frac{k}{\left(\frac{m_1+m_2}{m_2}\right)^n \rho^n}$$ instead of k --- $\dfrac{k}{\left(\frac{n-2}{2}\right)}$

---

p = perp from fixed point on dir. of m_1 ; instead we take b

$\frac{n-2}{n-2} - 1$

$$p = \frac{m_2}{m_1+m_2}\,b$$

---

velocity with refer. to fixed point

$$V = u\,\frac{m_2}{m_1+m_2}$$

$$\alpha = \frac{m_2}{m_1+m_2}\cdot\left[\frac{m_2^2}{(m_1+m_2)^2}\left(\frac{m_1+m_2}{m_2}\right)^n\right]^{\frac{1}{n-1}} b\left(\frac{u^2}{k}m_1\right)^{\frac{1}{n-1}}$$

$$= b\,\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\left(\frac{u^2}{k}\right)^{\frac{1}{n-1}}$$

Supp. moving through dist. Δx with perp. dist. b

how many particles will come across ? $\quad 2\pi b\,db\,\Delta x\,N$ = numb. with which it comes into collision

total change in distance dx :

$$\delta u = \frac{m_2 u}{m_1+m_2}\,2\pi\,dx\,N\int_0^\infty \sin\theta\, b\,db$$

log di
little di

$$b\,db = \alpha\,d\alpha \quad \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\left(\frac{U^2}{k}\right)^{-\frac{2}{n-1}}$$

$$\Delta u = -u\,\frac{m_2}{m_1+m_2}\,N\,2\pi\,dx\,\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\left(\frac{U^2}{k}\right)^{-\frac{2}{n-1}}\int_0^\infty \underbrace{\sin^2\theta\,.\,\alpha\,d\alpha}_{\text{~~function of~~ more number}}$$

$$\frac{\Delta u}{dx} = -$$

I). α particles = bodies with masses comparable with molecule

supp. mol. of H shot out with great velocity, travelling through gas, what its diminution of velocity

Supp: $\frac{1}{r^5}$ $\quad n = 5$ $\qquad u = U$

$$\frac{\Delta u}{dx} = -u^{-\frac{1-5}{2}}\,n$$

$$\frac{\Delta u}{dx} = \frac{m_1 m_2^2}{(m_1+m_2)^2}\,\frac{2\pi N}{k^{-\frac{2}{n-1}}}\int_0^\infty \cdots$$

loss independ. of velocity ; they would lose the same amount for every cm of their path

Rutherford interpreted his results as $\frac{\Delta u}{dx} = -u$ — but experiment not enough accurate

$$\frac{\Delta u}{dx} = \text{const} = -C$$

Distance required to produce certain diminn. of velocity $\frac{1}{C}$

α part. cease to ionise at certain distance ; this range $\propto \frac{1}{C}$; C = stopping power (Bragg)

~~ks~~ stopping force $\propto$ prod. of masses

$\frac{k}{m_1 m_2}$ constant $\qquad C = -\frac{2 m_2 N}{(m_1+m_2)^2 K}$

stopping power $\propto \frac{m_2}{(m_1+m_2)^{1/2}}$

if $m_2 \gg m_1$ stopping power $\propto \sqrt{m_2}$

Bragg found this law: stopping power $\propto \sqrt{\text{atomic weight}}$

this would fit in with the law $\frac{1}{r^5}$ if α particle ordinary molecules

k can be calculated from diffusion of gas, then we can compare this calculated constant with ~~exp~~ experimental stopping power.

$$A_1 = \int N A_1 \sqrt{k m} = \frac{1}{D} \frac{p}{\rho} = \frac{dn}{dx} = 1.7 \cdot 10^{10}$$

diff $H_2 \leftrightarrow H_2$ $= 0.6$

vel. would fall in 1cm by $1.7 \cdot 10^{10}$!

loss of vel. has been measured; (range = 8cm in air = 32 in H_2) and in this they lose only 30 %

quite inconsistent!

it travels much further than this law would let us expect

if we had a law which would make absorption of very fast part. smaller:

Suppose $f = \frac{1}{r^4}$ (Sutherland)

$$\frac{du}{dx} = u \, N \frac{2\pi m}{v} \frac{u^{-\frac{4}{3}}}{(m_1+m_2)} = u^{-1/3}$$

fast part. loose much less

it would come of about the right order of magnitude $\left[\frac{\text{vel. of light}}{\text{vel. of sound}}\right]^{1/3}$

but then the stopping power not $\sqrt{\text{mol. weight}}$

but $\propto \frac{m_2}{(m_1+m_2)^{1/3}} \neq m^{2/3}$

Bragg finds exactly: $a\sqrt{m} + bm$; this would be reconcilable with

putting $n=3$ $\quad \frac{dv}{dx} \propto \frac{1}{v}$

this would make the rate of dim. of kin. energy constant ‖ which is generally assumed

this would make the absorption too small

putting $n=2$ (this or shell comm for β particles)

$$\frac{dv}{dx} \sim \frac{1}{v}$$

for α parts there is no reason to believe that they are not atoms

Negative impuls. The body with which they collide will not be the atom, but the constituents of the atom

force mainly this which comes from the neighbourhood of the next impuls.

force $\sim \frac{e^2}{kr^2}$ $\quad$ K inside atom compared with ~~of~~ dielectric constant

or if + electr. compressible, this would be much less,

loss of vel. $= -\frac{2m_2 u}{m_1+m_2}\sin\theta$

but also the other impuls. will react during collision in consequ. of mutual forces; ~~approximate~~ ~~idea~~, putting m_2 different of m_1 (if imp. were rigidly connected, the whole mass of the atom would come into account)

$$\frac{\pi}{2} - \theta = \int_0^{x_1} \frac{dx}{\sqrt{1-x^2-\frac{2x^n}{\alpha}}}$$

now $n=2$

$$= \int_0^{x_1} \frac{dx}{\sqrt{1-x^2-\frac{2x}{\alpha}}} = \int_0^{x_1} \frac{dx}{\sqrt{(x+\frac{1}{\alpha})^2 + (1+\frac{1}{\alpha})}} = \text{arcsin}$$

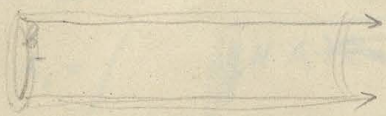
$$= \frac{\pi}{2} - \text{[illegible]}$$

$\theta = \sin^{-1} \frac{1}{\alpha\sqrt{1+\alpha^2}}$ $\qquad \sin\theta = \frac{1}{1+\alpha^2}$ $\qquad \alpha = b\,\frac{m_1 m_2 V^2}{(m_1+m_2)K}$

$\sin\theta = \frac{1}{\alpha\sqrt{1+\alpha^2}}$ $\qquad \sin\theta = \frac{1}{1+b^2V^2c}$ $\qquad \alpha = b\,\underbrace{\frac{m_1 m_2 V^2}{(m_1+m_2)}}_{c}$

$$\Delta u = -\frac{2m_2}{m_1+m_2}\,\frac{1}{1+b^2V^2c}\,u$$

effect of one collision



volume $= dx\; 2\pi b\, db$

$$\Delta u = -uN\,dx\int_0^{b_1} 2\pi b\, db\;\frac{2m_2}{m_1+m_2}\,\frac{1}{1+b^2V^2c}$$

? upper limit ? outside the atom the system acts with no force, therefore $b <$ radius atom, it would depend on distance between atoms

$$\Delta u = -uN\,dx\,\pi\,\frac{2m_2}{m_1+m_2}\,\frac{\log(1+b_1^2V^4c)}{V^4c}$$

$\cancel{\frac{1}{cV^4}\int\frac{d\xi}{1+\xi^2}}$

$\cancel{\xi = bVVc}$

$$\frac{\Delta u}{dx} = -u\,\frac{2m_2}{m_1+m_2}\,\pi\,\frac{N}{cV^4}\,\log(1+b_1^2V^4c)$$

V may remain unchanged even when u changes

$$u = c\,e^{-\gamma x} \qquad \gamma = \frac{2m_2}{m_1+m_2}\,\pi\,\frac{N}{cV^4}$$

$\propto \frac{1}{V^4}$

fix: β particles absorption of $\frac{1}{10^4}$ of cathodepart.

penetrating power $\propto V^4$

really it seems to vary even more rapidly

but absorption is of several kind 1). diffusion, scattering in all directions without loss of energy

2). loss of energy

this would be detected by measuring the number of particles (charge converted would be measuring 2).

By measuring the phosphorescence (Lenard) both effects are of influence

By measuring the ionisation also a mixed effect

measuring 1).

2). velocity (by magnet. deflection) this effects would be detected separately

Lenard said ~~gas~~ density, independ of nature of medium

$$\sin\theta = \frac{1}{1 + \frac{b^2 V^4}{K^2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}}$$

$$\frac{\Delta u}{\Delta x} = -2\pi \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{N u}{V^4 K^2 \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2}\right)^2} \log\left(1 + \ldots\right) \qquad u = c e^{-\lambda x}$$

$$\lambda = \frac{2 m_2}{m_1 + m_2} \frac{\pi N}{K^2 V^4 \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2}\right)^2} \log \ldots \qquad N m_1 = \text{density} = \rho$$

$$= \frac{2\pi m_1}{m_1 + m_2} \frac{\rho}{m_1 V^4 \frac{e^4}{K^2} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}\right)^2} \log \ldots = \frac{2\pi \rho}{\frac{m_2^2}{m_1 + m_2} V^4 e^4} \log \ldots$$

$$\frac{\lambda}{\rho} = 2\pi \left(\frac{e^2}{K^2 V^4}\right) \frac{m_1 + m_2}{m_2} \log \ldots \qquad \frac{m_1 + m_2}{m_2}$$ varies very little, between 1 and 2 for any possible values of $\frac{m_1}{m_2}$

we know e (in elect. units) $= 3{\cdot}5 \cdot 10^{-10}$

$$\frac{e}{m} = 1{\cdot}7\, 10^7 \; V_0$$

suppose $V = \gamma V_0$ (velocity = fraction of vel. of light)

$$\frac{\lambda}{\rho} = \frac{2\pi}{K^2 \gamma^4} 6 \cdot 10 \cdot \frac{m_1 + m_2}{m_2} \log \ldots$$

put out

β from Kramer $\gamma = \frac{4}{5}$; $\frac{\lambda}{\rho}$ determined $\neq 10$

$\gamma^4 \neq \frac{1}{2}$

$$\frac{\lambda}{\rho} = \frac{24.0.\pi}{K^2} \underbrace{\frac{\text{mass}}{m}}_{>1} \underbrace{\frac{e}{\gamma}}_{>1} \qquad \therefore \quad K \text{ about } = 10$$

on account of this K the effect of cells inside atoms less severe as if the corpuscles were outside the space.

with such strokes of cathode rays there must be also a diffuse reflexion, caused by the deviation of the paths

and perhaps also something like UV-Lt effect on metals.

reflected corpusc. and secondary rays will make up the diffuse reflexion

How to disentangle these two effects?

We should expect the velocity of the returning particles to be of the same order as the incident ones.

Lenard (working with 1000 KV) finds no refl. rays with similar vel.

but very large number of particles (7-9 Volts).

But with more rapid rays 30-40.000 V. vel. of refl. rays mostly of the same order (not necessarily secondary rays but probably mostly returned)

Still faster: β particles coeff of abs. in alum for incid. rays $\lambda = 14$

returned rays from lead $\lambda = 18$

exception glass, cement, brick gave returned rays with nearly the same absorpt. as the incident ones

This would permit to the returned rays to be reflected

γ rays (Rony – R?) coming from Radium falling on substances produce radiation consisting of – particles.

amount only small fraction of that prod. by β (only about $\frac{1}{5}$)

this certainly is secondary; but the difference between that prod. by γ and β does not seem very different.

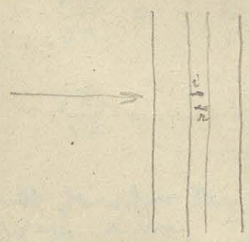
~~γ is~~ ~~second~~ returned γ 17% more abs. than β returned

If they are really secondary in others it is very curious that velocity much the same for different materials.

Rays impinging on plate, take into account ~~only~~ scattering and emission, amount of reflection?

J = stream in direction of incidence

R = " reflection



$$\Delta J = \tfrac{1}{2} k\mu (J+R)\Delta x - \mu J \Delta x$$

$$\frac{\partial J}{\partial x} = \tfrac{1}{2} k\mu (J+R) - \mu J$$

$$-\frac{\partial R}{\partial x} = \tfrac{1}{2} k\mu (J+R) - \mu R$$

$\mu(J+R)\Delta x$ = amount absorbed

$k\mu(J+R)\Delta x$ = emitted

$\frac{1}{2}$ forwards

$\frac{1}{2}$ backwards

$J = a e^{\lambda x}$ $\quad R = b e^{\lambda x}$

$$a\lambda = \tfrac{1}{2} k\mu (a+b) - \mu a$$
$$-b\lambda = \tfrac{1}{2} k\mu (a+b) - \mu b$$

$\lambda^2 = \mu^2(1-k)$

~~μ^2~~ ~~then~~ $J = a_1 e^{\lambda x} + a_2 e^{-\lambda x}$

$R = b_1 e^{\lambda x} + b_2 e^{-\lambda x}$

$x=0 \qquad J=J_0$:

$$A_1 + A_2 = J_0$$

$x=d$: $\quad R=0$:

$$A_1 \frac{(\lambda+\mu)(1-\frac{k}{2})}{\frac{1}{2}k\mu} e^{\lambda d} + A_2 \frac{-\lambda+\mu(1-\frac{k}{2})}{\frac{1}{2}k\mu} e^{-\lambda d} = 0$$

amount coming back $= R|_{x=0}$

going through $= J|_{x=d}$

$$R = A_1 \frac{\lambda+\mu(1-\frac{1}{2}k)}{\frac{1}{2}k\mu} + A_2 \frac{-\lambda+\mu(1-\frac{1}{2}k)}{\frac{1}{2}k\mu}$$

$$A_2 = A_1 \frac{\lambda+\mu(1-\frac{k}{2})}{-\lambda+\mu(1-\frac{k}{2})} e^{2\lambda d}$$

$$A_1 = \frac{J_0}{1 + \frac{\lambda+\mu(1-\frac{k}{2})}{-\lambda+\mu(1-\frac{k}{2})} e^{2\lambda d}}$$

$$R = \frac{\mu^2(1-\frac{k}{2})^2 - \lambda^2 \cdot (1-e^{-2\lambda d})}{\mu(1-\frac{k}{2}) - (\cdots)e^{-2\lambda d}}$$

Supp. $\lambda d = \infty$

$$R = \frac{\mu^2(1-\frac{k}{2})^2 - \lambda^2}{\mu(1-\frac{k}{2}) + \lambda} \frac{J_0}{\frac{1}{2}k\mu} = \frac{\mu(1-\frac{k}{2}) + \lambda}{\frac{1}{2}k\mu} J_0$$

---

for $k=1$ $\quad \lambda=0 \quad R=J_0$ total reflection (but only with infinitely thick plates)

20% of white refl. rad. are due to γ rays (Ire Curie)

energy in violet rays $\frac{1}{2}\beta$, $\frac{1}{2}\gamma$

these plates are very thin for γ rays, and we could not expect to get so much as there is in reality

$$J = e^{-\lambda d} \cancel{\frac{1+\mu(1-\frac{k}{2})-\lambda}{1-\quad+\lambda}\, J_0\, e^{-\lambda d}} \frac{1-\frac{\mu(1-\frac{k}{2})-\lambda}{\mu(1-\frac{k}{2})+\lambda}\, e^{-}\, J_0}{1+\quad e^{-\lambda d}}$$

coefficient of absorption deduced in the ordinary

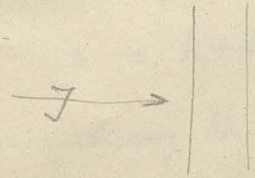
way are to be corrected very much, depending on thickness.

This may explain why coeff of abs. seems to depend on thickness of plate.

Supp $k>1$ then λ imaginary, something like Newton's Rings

this important for secondary ~~rays~~ radiation

For simplicity Do not tertiary radiation



μJ

$$\frac{\partial J}{\partial x} = -\mu J \qquad J = J_0 e^{-\mu x}$$

$$\frac{\partial J_1}{\partial x} = \tfrac{1}{2} k\mu J - \mu_1 J_1 \qquad J_1 = A e^{-\mu_1 x} + \text{———}$$

$$-\frac{\partial R_1}{\partial x} = \text{———} - \mu_1 R_1 \qquad R_1 = B e^{+\mu_1 x} + \text{———}$$

Supp d very big, complete absorption

$$R_1 = \tfrac{1}{2}\frac{k+\mu}{\mu+\mu'} J_0$$

If primary $= \beta$ not much diff between prim. and secondary in respect to penetrating power

$\mu = \mu'$

$R_1 = \frac{J_0}{4}$ maximum amount

but we get $\frac{J_0}{2}$ from Ux (perhaps account tertiary etc)

But when incident is γ Rad. | Its secondary very much like secondary β
= like β

$\therefore \mu' = 200\mu$ | because γ 200 times more penetrating than β

Resultant amount ~~k~~

$$R = \frac{k}{200} J_0 \quad |\text{highest possible } k=1|$$

But McClelland's experiments have given $R = \frac{J_0}{5}$ even for insufficiently thick plates

$\therefore k \gg 1$ i.e. more energy produced than absorbed!

matter struck must be source of energy

$$J = J_0 e^{-\mu x}$$ amount transf. into sec. rad.

$$J = -\left(e^{-\mu x} - e^{-\mu' x}\right)$$

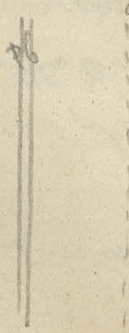
$$R = \frac{k\mu}{\mu + \mu'}\left(e^{-\mu x} -\right.$$

for $x=0$ incident | $R =$
$x=d$ incident | $J =$

γ rays; suppose plate suff thick to absorb secondary (μ') but not primary (μ):

$$R_1 = \frac{k\mu}{\mu+\mu'} \qquad J = \frac{k\mu}{\mu'-\mu} e^{-\mu d}$$

this gives us a means of finding k



Suppose 2 wire gauzes and incid. rays issuing through gas between; find the ionization

will be as μ in air $= \nu J_0 D$

if we put in now the plate:
incid. primary rad. } both are acting as ionizers
and secondary rad.

primary rays: $J_0 e^{-\mu d}$ amount produced $\nu J_0 e^{-\mu d} D$

secondary: $\frac{k\mu}{\mu'-\mu} J_0 e^{-\mu d}$ these are much more easily absorbed

$$\nu' D \frac{k\mu}{\mu'-\mu'} J_0 e^{-\mu d}$$

$$\frac{\text{total rays with plate}}{\text{rays without plate}} = \frac{1}{\frac{k\mu}{\mu'-\mu}\frac{\nu'}{\nu} + 1}$$

for rays $\frac{\mu}{\mu'} \neq 0$ the coeff of absorp are nearly prop. density

$\sim \frac{\mu}{\mu'} = \frac{\nu}{\nu'}$

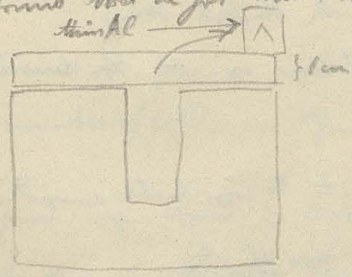
$= k+1$

thus meaning the increase of absorption (produced by inserting a lead plate) would mean k

if $k > \frac{1}{2}$ then this means a producing of energy by β rays.

Dessauer found that he got much more intense photos when he put sheets of metal over

Eve



showed that secondary rays could be bent in to the electroscope by magn field

turning the field on in the other way (diminished) ~~by~~ the deflection

but when putting a lead plate in front he got an increase again

this due to the secondary from this lead plate

Dessauer: amount of heat produced by RR.

For β rays the tertiary etc rays must be considered too, because quite is little different

J_{n+1} denotes energy carried by rays of order n+1 for →

R_{n+1} — — — — — — ←

μ_n = coeff of abs.

$$\frac{dJ_{n+1}}{dx} = (J_n + R_n)\mu_n k_n - J_{n+1}\mu_{n+1}$$

$$-\frac{dR_{n+1}}{dx} = (J_n + R_n)\mu_n k_n - R_{n+1}\mu_{n+1}$$

$R_1 = \frac{k\mu}{\mu+\mu'} J_0$ secondary

R_2 — —

R_3 — —

rapidly converging series

---

this can be applied also to R.R. (stopping with the first term)

not quite so simply because RR. do not follow exactly the density law

coeff of abs. increases more rapidly than density

this exp. ?. has been tried, and there seems to be considerable amount of liberation

of energy, but we know not supposedly the laws of β.

Lenard more dist. dist second. rays of velocity about the same as

cathode rays

primary 4000 V. he worked with slow c. r.

second. 7-9 V.

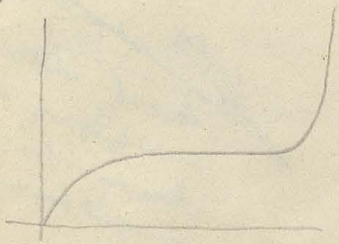
---

others have 40-60000 V. they found generally much the same order as primary

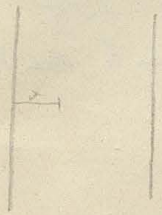
Mechanism of ordinary gas discharge

Some process by which the ions are manufactured by the field

β & cathode rays ionize the gas



when energy has reached a certain critical value the corp. then act as a new ionizer



Small supply of ions from cathode (UV or heat. wire)

saturation current det by which number produced

But if field suff increased

at distance x : n corp. per 1 vol, moving with vel. u

n = number present.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(nu) = N$$ = number prod. in unit vol by collision

vel. of two parts { 1 order mol. vel. 2 addition by field

$\frac{\lambda}{u}$ = time between succ. coll.

i.e. u = vel acq. by elf. → this must be much greater than the other one

$\frac{u}{\lambda} n$ = number of coll.

chance of prod. corp. depends on energy

Supp. α = fraction of coll. when first ion is produced

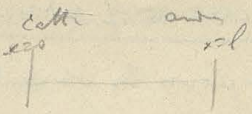
$X\lambda$ = energy acquired by corp. between 2 coll.

$$\alpha = fn.(X e \lambda) \qquad 0 < 1$$

number produced $\frac{nu}{\lambda}\alpha$

certain number may coll. with mol. and stick to them

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (nu)}{\partial x} = \frac{nu}{\lambda}(\alpha - \gamma)$$ supp. steady state



$$\frac{\partial (nu)}{\partial x} = \frac{nu}{\lambda}(\alpha - \gamma)$$

$$\frac{d\,nu}{nu} = \frac{dx}{\lambda}(\alpha - \gamma)$$

$$\log nu = \int \frac{dx}{\lambda} f(X e^{\alpha x}) - \gamma) + \text{const}$$

$$nu = c_0 e^{\int \frac{f(X e^{\alpha x}) - \gamma}{\lambda} dx}$$

~~$\alpha = \alpha(x)$, adding and letting~~

for $x = l$ whole current $= i$ carried by neg. corp. because there are no pos. + corp. coming out from anode

When current is not dense enough to produce sensible alteration in X, then X = const

$$nu = c\, e^{ax} \qquad a = \frac{f(X e^{\alpha x}) - \gamma}{\lambda}$$

for $x = 0$: $c = i_0$ = current coming from cathode

$$i = i_0 e^{-ax}$$

current would increase continually with x, from current ought to be as i_0 therefore greater if exposed to RR.

but no instability (Stebbins u VI)

So far we suppose ions prod. only by − corp. then if no fresh external supply, all would be drawn to anode and then stop

the thing can be kept up if supp. that also + ions produce

collisions of + corp against cathode producing − corp (experiment tried recently)

We suppose α to depend on strength of field and nature of atom

but it may depend also on current in the gas.

Atoms may possess power of storing energy; when enough en. stored up it gets ionised

Hitherto we supp. the energy to be given off by one collision, but it may be

energy of emission will may be stored up until too most

Energy may accumulate

Then the chance of ionizing will depend on current; if will increase very rapidly, before energy redistributed away, then ionize easier

a will then increase with intensity of current

Suppose X uniform

$$\cancel{\frac{nu}{\lambda}(c+a-\gamma)} \qquad \frac{d(nu)}{nu} = dx\left(-\frac{d(nu)}{nx(a+bnu)}\right) = dx$$

$$\log\frac{nu}{a+bnu} = ax+c$$

$$\frac{nu}{a+bnu} = c'e^{ax}$$

$$nu = \frac{ac'e^{ax}}{1-bc'e^{ax}}$$

for $x=0$:
app. $nu = J_0$

$$J_0 = \frac{ac'}{1-bc'} \qquad c' = \frac{J_0}{a+bJ_0} \qquad nu = a\frac{J_0}{a+bJ_0}\,\frac{e^{ax}}{1-\frac{bJ_0}{a+bJ_0}e^{ax}}$$

for certain value of x denominator will vanish, current $=\infty$

this introduces instability if $bJ_0e^{ax} = \ldots$

(ICVL) n = num of ny. n' = number of +

steady state $\frac{d(nu)}{dx} = \frac{nu}{\lambda}\left[f(Xel) - \alpha\right]$ +

if + ions can prod. fresh pairs, the number prod. $\sim$ num. coll. $\sim \frac{n'v}{\lambda'}f(Xel)$

for field constant: $= anu + bn'v$

Abbreviation $\frac{f(Xel)}{\lambda} = a$ $\qquad \frac{f'(Xel)}{\lambda'} = b$

Supp. -ve ions coming out of cathode ($= J_0$)
(but no +ve ions coming out of anode)

$x=0$

cathode — anode

$$J = (nu + n'v)\,e = \text{constant}$$

$$\frac{d\,nu}{dx} = a\,nu + b\left(\frac{J}{e} - nu\right) = (a-b)\,nu + \frac{bJ}{e}$$

$$nu = -\frac{bJ}{e(a-b)} + c\,e^{(a-b)x}$$

$$\cancel{or\ c\,e^{(a-b)(l-x)}}$$

J_0 = saturation current without ellectr-o's.

Supp. number of ions coming out of cathode $\frac{J_0}{e} = -\frac{bJ}{e(a-b)} + c$

at the other electrode: nu = current

$$\frac{J}{e} = -\frac{bJ}{e(a-b)} + c\,e^{(a-b)l}$$

$$\frac{J}{e} = -\frac{bJ}{e(a-b)} + \left[\frac{J_0}{e} + \frac{bJ}{e(a-b)}\right]e^{(a-b)l}$$

$$\frac{J}{e} = \frac{\frac{J_0}{e}\,e^{(a-b)l}}{1 + \frac{b}{a-b}\left(1 - e^{(a-b)l}\right)} = \frac{J_0}{e}\,\frac{(a-b)\,e^{(a-b)l}}{a - b\,e^{(a-b)l}}$$

for $b=0$ the former case : $J = J_0\,e^{al}$

the denom can vanish : instability for : $\frac{a}{e^{al}} = \frac{b}{e^{bl}}$

$$l = \frac{\log a - \log b}{a-b} = \frac{\log f - \log f'}{f - f'}\cdot\lambda$$

Supp. $b \ll a$

$$e^{al} = \frac{a}{b}$$

$$l = \frac{1}{a}\log\frac{a}{b}$$

small value of l will be sufficient

only very short length can keep the current steady

$$\therefore \frac{l}{\lambda} = f_c.(X\lambda) = f_c.\left(\frac{V\lambda}{e}\right)$$

but instab. now does not depend on J_0 | diff of previous case |

If only neg. ions : what will be steady current

$$\frac{d}{dx}(nu) = 0 = f(X\lambda) = b$$

every neg. hits wall $\longrightarrow$ $X\lambda = \text{const}$

$$\lambda \propto \frac{1}{p} \qquad \therefore \frac{X}{p} = \text{const}$$

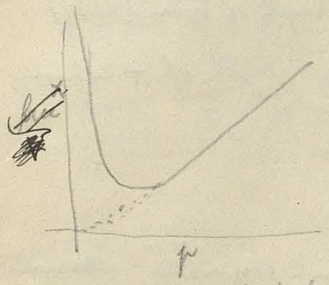
$$\therefore V = F_c.\left(\frac{l}{\lambda}\right) = F_c.(lp)$$

force req. to keep the discharge going $\propto p$

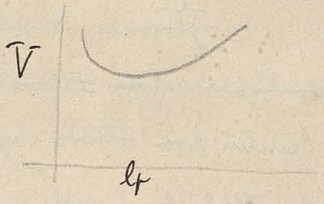
Paschen

but if density ρ below certain limit (dep on dist. between electrodes) then the force changes: force begin to go up again

thus for $\rho=0$ infinite force required



diff of pot. ~~for certain~~ instead of ~~effect~~ X as function of l



pot diff. never falls below certain value (for air 300 V)

this min. pot diff. ~~does~~ ~~exist~~ depends only on nature of gas

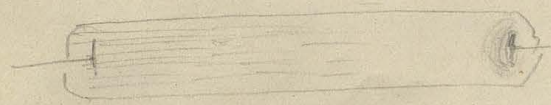
this min. comes for very different ρ in different lengths but its value is nearly always the same

this is true until we get down to exceedingly short distances

~~[illegible]~~ short measured pot diff for lengths comparable with λ (light)

at certain stage more suddenly changes and gets prop to spark length (lowest 0.6 V/cl)

This can be foreseen: in this theory the gas provides the carriers of current than due to vapour escaping from the metal itself; this process study of gas if force suff great the vap will be helped in coming out and pulled away when it has left the surface. Nature of gas and pressure has no appreciable effect on these sparks. If sparks once formed contact is very much good. Coherer!



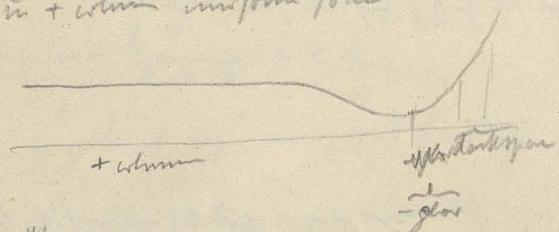
+ column, dark space, cathode glow; dark space, surface glow

But if sudden discharge (by inserting a spark gap) then nothing of these various

parts developed, only a single luminous column (no dark space but this unsteady)

Distrib. of el. force for steady state

in + column uniform force



increase of length of tube (100')

changes only length of + column

~~Th~~

There must be a place somewhere where + ions are producing fresh corpuscles, otherwise steady state impossible (unless from cathode corp. given off, which is not the case at ordinary temp.). Bombardement of cathode by + part. in consequence of the strong field at the cathode temp.).

~~the region~~

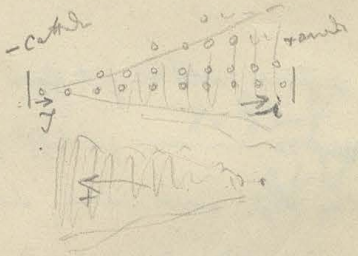


fig. p. 20 part. 76 ~ p

Kath. fall	Pt	Mg.	= Ions in equip. of K
H_2	298	168	172
N_2	232	207	170
He	160	125	69

1 ° Ion kill 2 ≠ / 0.22 ° + Ions

Diff of pot req. to produce steady disch.

~~ions~~ except in neighbourh. of cath. ions prod only by – corp. || ~~ion~~ near cath. + ions req. no large velocity that they are ionizers too

$$\frac{d}{dx}(nu) = \frac{nu}{\lambda}\left[f(Xed)-\beta\right]$$

$$\frac{d(nu)}{nu} = \frac{dx}{\lambda}\left[f(Xed)-\beta\right]$$

$f(Xed)$ = fraction of collisions which prod. fresh ions

limits $\begin{smallmatrix}l\\0\end{smallmatrix}$

Supp: $f(Xed) = a\,Xed - b$ (linear function)

$\underbrace{\text{in dark space}}_{\text{thickness } c}$ near cath. strong el. field when comp. coll. ionizing

$$\log nu\Big|_0^l = \frac{1}{\lambda}\int_0^l dx\left[f(Xed)-\beta\right] = \log\frac{n_a u_a}{n_c u_c}$$

unless much stuff emitting + ions which cannot carried by – ions – ...

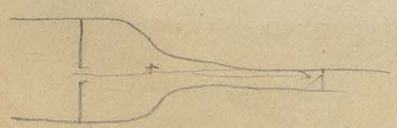
$$= \log\frac{i}{J}$$

$$= \int_0^c \frac{dx}{\lambda}(f-\beta) + \int_c^l \frac{dx}{\lambda}\left[a\,Xed-(b+\beta)\right]$$

$\int_{V_a}^{V_c} X\,dx$ = diff pot. $\underbrace{V_0 \quad V_c}_{\text{d. sp.}}$

$$= \frac{(1-\beta)c}{\lambda} + (V_a-V_0)ea - \frac{(b+\beta)(l-c)}{\lambda}$$

if in vacuum + pot strikes against metal plate a stream of slowly moving cathode particles is generated at the plate



probably generally most are prod by impact on cathode, not in the gas.

If white obstacle put in the dark space, a shadow is thrown both ways (preventing + ions striking on cath. and prod – ions]

Supp. number of – ions prod to be ∝ energy of + ions striking against it

$i = J +$ number of + ions striking per sec

$\frac{J-i}{eu}$ = number of + pot. striking on cathode

they acquire this velocity by the cathode fall of p.d.

$(i - J)(V_c - V_0)$ = energy given to cath.

$k(i-J)\underbrace{(V_c - V_0)}_{K} = J$ = no. number produced $\frac{ikK}{1+kK} = J$

~~$i-J$~~

$\log\left(\frac{1+kK}{kK}\right) = \ldots\ldots$ total pot. diff.

$= \frac{(1-\beta)c}{\lambda} + (V-K)ea + \frac{(1-\beta)(1-c)}{\lambda}$

V = linear function = $Al + B$ (expression general)

Paschen's law: pot. diff. = $f\left(\frac{\text{this spark length}}{\text{mean free path}}\right)$ $V = f\left(\frac{l}{\lambda}\right)$

$c \propto \lambda$

this for long sparks (> dark space)

If anode nearer than dark space, then no part where small field,

$f = 1$

$\log \frac{n_a}{n_c} = \frac{1-\beta}{\lambda} l$ now the energy exp. ∝ whole pot. diff.

$\log \frac{i}{J} = \frac{1-\beta}{\lambda} l$ $(i-J)Vk = J$

$\log \frac{Vk}{1+Vk} = \frac{1-\beta}{\lambda} l$ $\frac{JVk}{1+Vk} = J$

Particular case gives

$\frac{1+Vk}{Vk} = e^{\frac{1-\beta}{\lambda} l}$ for $l = 0$ $V = \infty$

$Vk = \frac{1}{e^{(1-\beta)\frac{l}{\lambda}} - 1}$

big lamp on (Nu 80K)

170		
	243	dirk
413		
250	240	
490	180	
670		

Nu 40K

zero		
	546	18
x screen	564	21
	585	
	359	22
	381	14
	395	20
	415	11
	426	129
mea.	555	118
	673	140
	713	

129

178 :
89 : 3·14 = 283
262
11

	247	40
screen	287	30
	317	31
	348	28
	376	25
	401	15
	416	
mea.	508	92
	583	75
	662	79
	715	53
screen	750	
	783	

16 Volts on tube

299 : 4 = 75

screen	553	
x	569	
	573	
	578	lamp put out
	583	
	587	
	599	
	600	
zero	576	

Slot

zero 525

× 300 } insulation loss (1V. = 500' needle charge 40V.)

3045

312

316

324

328

332

337 41 : 8 = 5·1

† 341 for 200

zero 521

---

zero 530

× 533

537

538

539

540·5

541

---

zero 530

× 900 } insulation loss

892

887

886

884

883

880·5

879·5

---

zero 539

glass long. when dist. ca 180'/min

---

small lamp on

560 17

577 9

586 8

594 12

606 17

623 4

627 3

630 5

635 7

642 screened

643

643

zero: 536

Needle charge 80V.

255	23	screened
278	32	
310	35	
345	43	
388	36	
424	28	unscreened
452	21	107 : 4 =
473	34	27
507	24	
531		

82 : 9 = 7'

		screened
	15	
546	31	
577	23	96 : 5
600	13	19
613	14	
627	24	
651	24	
675	35	
710		

needle 0
Grade 40V
Zero 185

130
203 73
278 75
335 57
394 59
458 64
523 65

short circ

130
210
278

opposite charge of needle

needle +40V
Grade 0

130
850 ! 720

outer case ♂

130
690 560

130
700

former charge

outer case ♂ 130
380 250
570 190
695 125

130
244 114
330 89
etc.

outer case–needle > 1000 !

needle raised zero 260
outer case–needle 820 !

zero 285
outer case ♂ 3[illegible]
2[illegible]
2[illegible]
232

charge reversed and outer case reversed
300
330
353

Chag. 40 tell (Dolmetsch)

zero 527
161

118		109
299	1 min	1
262		
380	1 min	21
401		12
413		6
419		
420		
419		
421	-525	104
519		24
518		7
526		1
524		
525		
525		

829	
666	
600	90
510	47
463	19
444	10
434	7
427	2
425	
426	

730

-1 Vell = 1180

	537
643	111
532	52
480	26
454	14
440	7
433	

zero

Chag. revient zero 535

710	
654	
668	
625	
605	
605	
75	
260	195
477	113
568	91
611	43
635	24
648	13

-1 Vell

zero 535

× light on	657	
	645	12
	614	31
	572	42
	519	53
	460	59
	397	63
	331	66
	263	68
∑	222	130
!	352	46
	406	39
	445	31
	476	27
	503	21
	524	19
	543	16
	559	12
	571	10
	581	7
	588	6
	594	

front surface

× light	622	
	593	29
	551	42
	503	48
	450	53
	395	55
	338	57
	281	57
	227	54
∑	600	
× dark	580	
	590	
	596	
	601	
Ames on	594	7
	560	34
	511	49
	452	59
	385	67
	313	72
	240	73
∑		130
!	330	60
	390	46
	436	40
	476	

1 Volt on	650	
	590	60
	565	25
	544	21
	525	19
$6h_3$	508	17
	453	13
	440	16
	424	17
$6h_9$	407	
	309	21
	288	18
	270	

!

16/2	577	
♂	571	
	580	
♂ 1h 11	565	
	553	12
	546	7
	542.5	3.5
	541	1.5
	540	1
dark	>551	
×	549	
but window	535	14
uncovered	511	24
	481	30
	448	33
	411	37
	372	39
glow lamp put out	330	42
	290	40
	250	40
	401	
	418	
♂!	575	
	590	15
	601	11
	611	10
	618	7
	625	7
	640	15

light from window observed

×	645	3
	642	4
	638	5
	633	6
	627	8
	619	8
uncovered	611	14
	597	22
	575	25
	550	29
covered	521	26
	495	19
	476	16
	460	13
	447	15
	432	
glow lamp	661	48
dist. 34 cm	613	74
	539	93
	446	104
	342	117
	225	
	~~117~~	
lamp shining	2h 10	

	4h 8	
light	4425	10
on	432	34
	398	46
	352	54
	298	59
	239	68
	~~176~~	
♂	621	
	635	
	650	
	665	
	675	
	624	8
	632	6
	638	5
	643	7
	650	4
	654	3
2h 8	657	
	657	

guarding earthed

pro minuto	582	
		34
dark	548	
		3
	545	
		7
	538	
		41
light	497	
		64
(in cand. hour)	433	
dist. 34 cm		
	362	
		71
		43
dark	325	
		13
	312	
		7
	305	
♂	527	
	560	
	570	
	574	
×		35
dark	539	
		14
	525	
		12
	513	
		12
	501	
		11
	490	
		15
	475	
		13
	462	
(other gas lamp put out)	453	9
		5
	448	
		5
	443	
		5
	438	

Auer Lighton zero	598	
		92
	506	
		77
	429	
		85
	344	
		84
	260	
dark ×	648	
		29
	619	
		21
	598	
		17
	581	
		17
	564	
		18
	546	
♂	628	
	630	
	628	
glow lamp on ×	497	131
same distance	342	155
	196	146
Argand dist. ×	604	
40 cm		89
	515	
		57
	458	
		60
	398	
		63
	335	
		61
	274	

asl

479
420
410
↑ zero

15'' 250
15'' 247
264
268

340 zero point

18/2 charge 40V. zero 550

1V. 190
615

620
1 min. } 70
560
dark
610 } 185
light 425

---

dark 575 } 87
488
light 335 } 153
dark 265 } 70

glow lamp distant 30 cm

557
dark ~~498~~ } 87
470
light 210 } 260

distance 18 cm

606
dark ~~513~~) 131
275
light 195) 80
dark 348) 47
light 283) 65

Incandesc.

4h45 0 377

one cell 352

351

350

349 30

3485

371

0 356

one cell 292

290

320 !

6h14

411 52

569 1 50

523 11

508 11

505 11

472

544 55

516 1

506 11

512

20 Vol. large IV. 190

50 445

458

461

463 Mn

464

200. p.

40" 230

200

215

195

204

35 370

414

408

426

400

151

Charged a fresh overnight till 11h15
first max à 43

Vertex : ca 400V.

0	12h38	447·5		
one cell			70·5	
	·30	377		
			5·5	
	39	371·5		
			3·5	
	30	368·5		
			2·5	
	40	366		85
			2	
	20	364		
			2	
	41	362		
			43	
	30	405		
			3	
		408		
			1	50
		409		
			1	
		410		
			1	
		411		
			0·5	
		411·5		
			51	
	à 30	360·5		
			4	
		356·5		
			2·5	63
		354		
			2	
		352		
			2	
		350		
			1·2	
		349-		

		48·5	
397·5			
		2	
399·5			
		1·5	
400·1			
		-1	52
400·0			
		1	
4001			
		0·5	
400·5			
		35	
366·5			
		4·5	
362			
		2	
360			46·5
		2	
358			
		1·5	
356·5			
		1·5	
355·0			
		42	
397·0			
			48
403			
1Volt	30	404·5	
		419	
		421	
		422	
		423	
		424+	20

0 point
1h15 :
410
4h40
377

day:
200 cells

1 V. = 22
1 c_0 = 30 = 1·4 V.

5 c_0:			200:		
			419		
180	448		430		
		7		19	
160	455		486		
		12		24	
140	467		505		
		12		19	
120	479		529		
		13		21	
100	492		548		
		13		30	
80	505		569		
		13		14	
60	518		599		
		17		14	
40	535		613		
		2		13	
20	685		627		
		30			
0	715		640		
			210		
	267				

0 = 0 = 0 710

−200 c. 0 515
440

75 : 5 = 15 μ c_0
= 0·5 V.

some longer time and when better insulated

383
0 490 +
425 } 65 : 5 = 13
419 3 ↳ 40
425

501
513 } 12 : 5 = 2

+200 c. 540
516 } 24 : 5 = 5

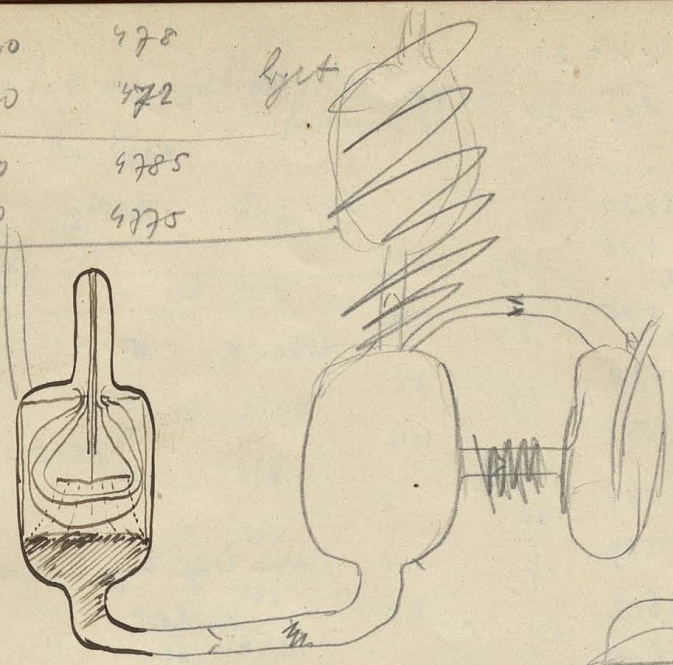
3·5 = 1 V.

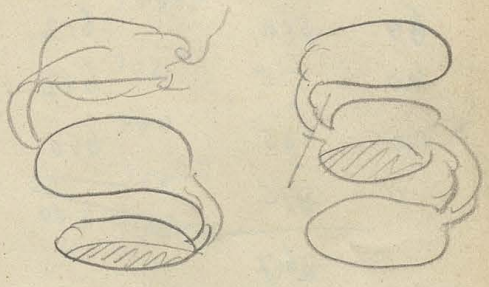
1·4 V.

		ch. 200
200	565	0 575
60	572	20 610
40	590	40 642
20	597	60 700
0	601	
25 V	36	

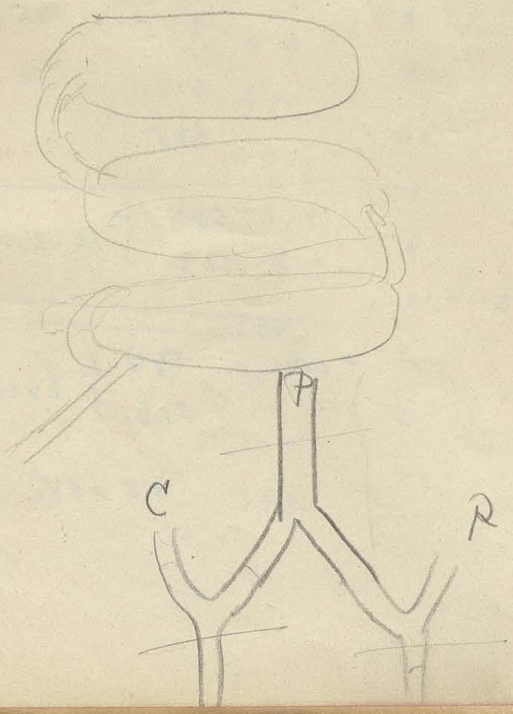
28.90	478
38.30	472
40.0	4785
45.0	4775

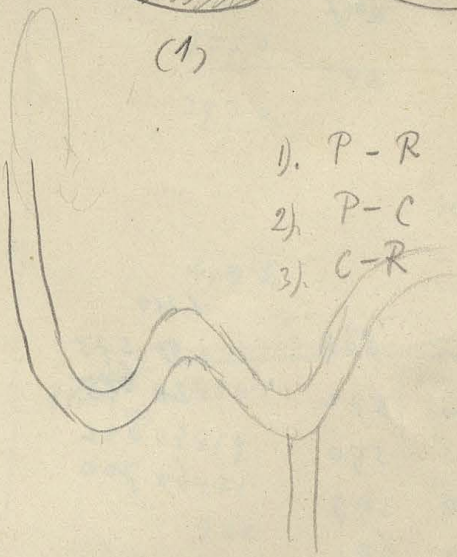
Lyst



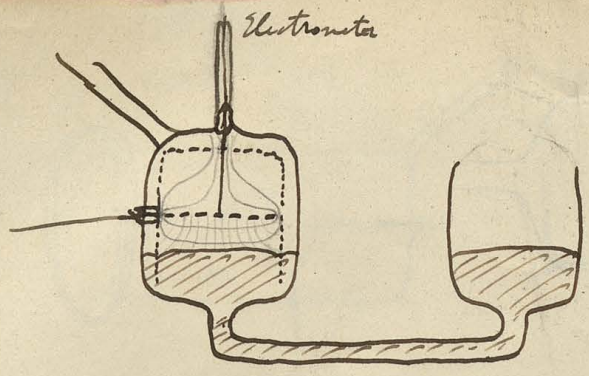


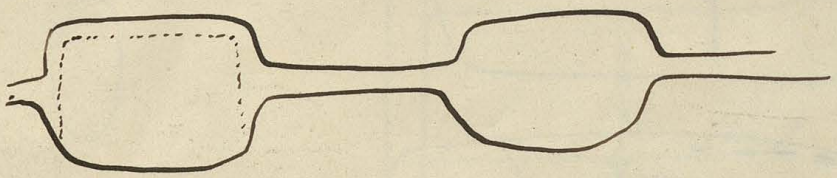
(1)

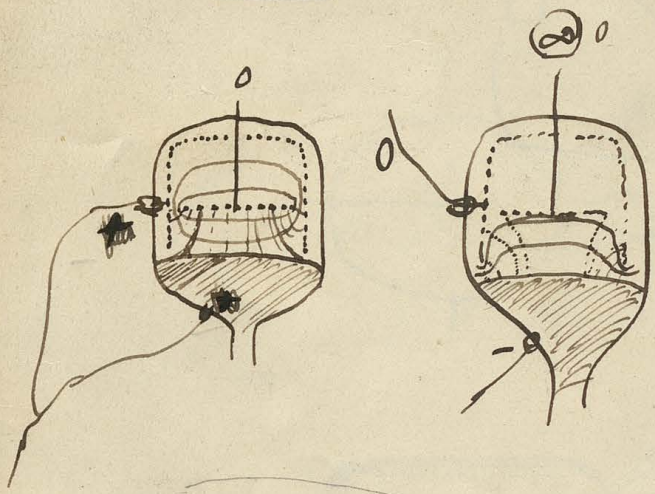


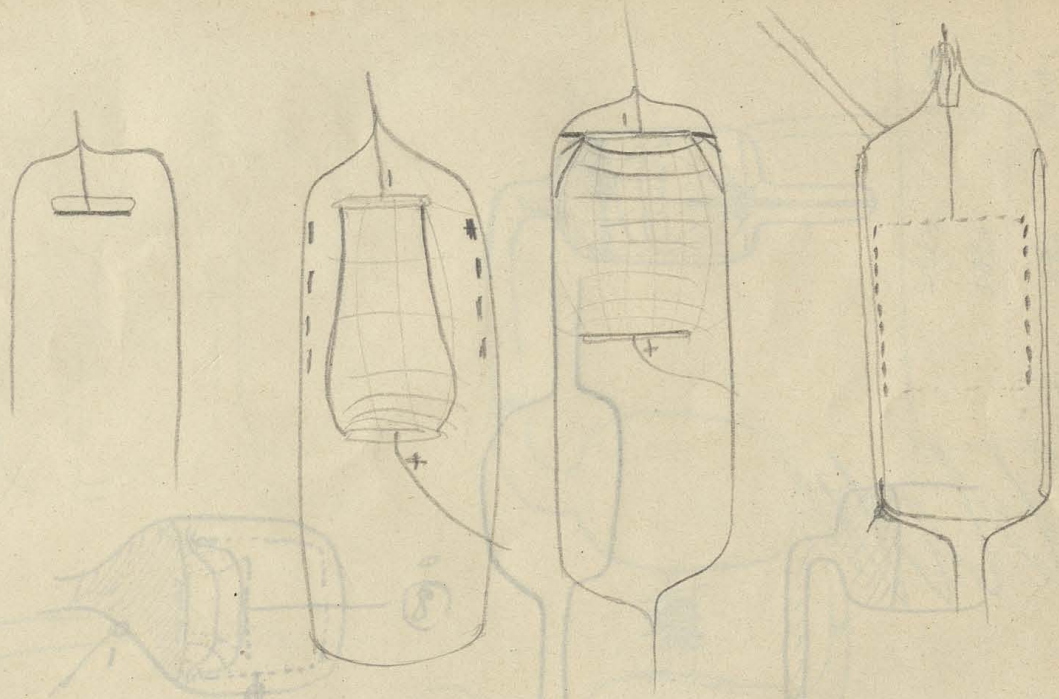


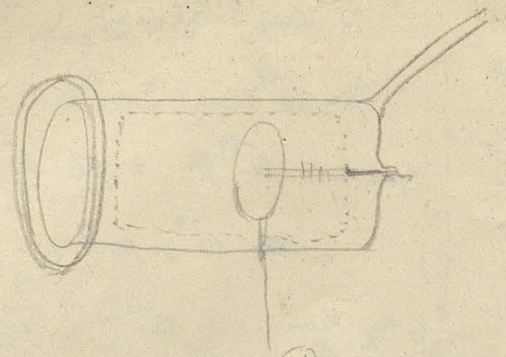
1). P - R
2). P - C
3). C - R

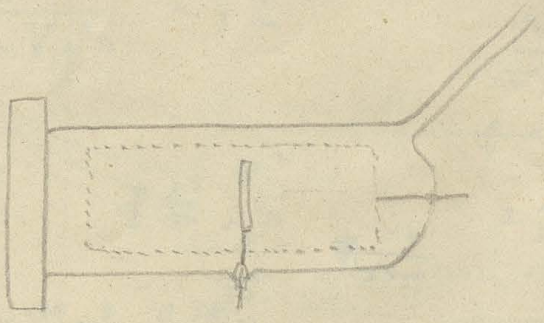

Electrometer

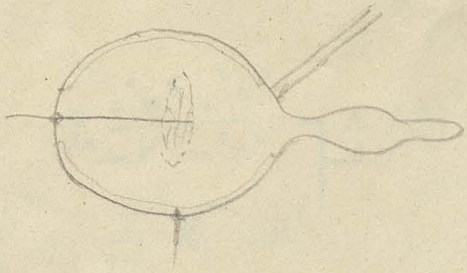


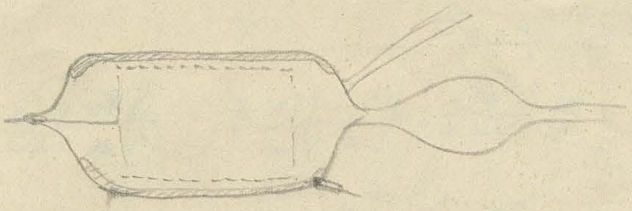

0
0
0
−











$$\frac{\frac{e^2}{V}\left(\frac{a}{\tau^2}\right)^2}{mv^2}\,\tau \qquad \frac{\frac{e^2}{V}\left(\frac{v}{\tau}\right)^2}{mv^2}\,\tau$$

$$= \frac{e^2}{Vm\tau}$$

$$\cancel{\frac{e^2}{mV}\,\frac{a^2}{v^2\tau^3}}$$

$$\frac{m^2v^2}{e^2H^2v\tau^3}$$

$$\tau = \frac{a}{v}$$

$$\frac{\frac{e^2}{V}\,\frac{v^2}{\tau^2}\,\tau}{mv^2} = \frac{e^2}{mV\tau} = \frac{e^2}{ma}$$

$$= \frac{10^{-13}}{e}$$

10^{-6} Amp $= 10^{-7}$ (em)

$\frac{m}{e} = 10^{-7}$ (em)

m per sec. 10^{-14} gr. $= 3.6\ 10^{-11}$ gr. per hour

$= \cancel{36}\ 10^{-9}$ gr per day

in 10 cm^3: 10^{-10}

0.001

$= 10^{-7}$ atm. $= 0.0001$ mm

$R' = \frac{mv}{eH}$ $\quad v = 10^{+8}$

$R' = \frac{10}{H}$

$\frac{2\pi i}{\tau}$ $\quad \frac{ev2\pi}{\tau}$

$= \frac{ev2\pi eH}{mv}$

$= \frac{2\pi e^2H}{m}$

$g\frac{t^2}{2} = s$ $\quad t = \sqrt{\frac{2s}{g}} = \frac{v}{g} = 10^{-7}$ sec.

$= \frac{2s}{v}$

$t = 10^{-6}$

$g = \frac{v^2}{2s} = \frac{10^{16}}{10} = 10^{15}$

$(s=5)$

10^{-9} Amp $= 10^{-10}$ (em)

$e = 3.10^{-10}$ (est) $= 10^{-20}$ (em)

$n = \frac{10^{-10}}{10^{-20}} = 10^{10}$

$\delta =$ 3 cm

$$\frac{\frac{2}{3}\,\frac{e^2 v^4}{V a^2}}{\frac{m v^2}{2}}\;\frac{1}{\frac{2 a \pi}{v}} = \frac{2}{3}\,\frac{e^2 v^3}{m V a^3 \pi} = \frac{2}{3}\,\frac{e^2}{m}$$

$e = 10^{-20}$ Razem $v = V$ $\frac{2}{3}\,\frac{e^2}{m}\,\frac{V^2}{a^3 \pi}$

$\frac{e}{m} = 10^7$

$$\frac{2}{3}\;10^{-20}.10^{7}.\;\frac{9.10^{20}}{a^3 \pi}$$

$a = \frac{10^{-7}.10^{10}}{H}$

$a = \frac{m v}{e H}$

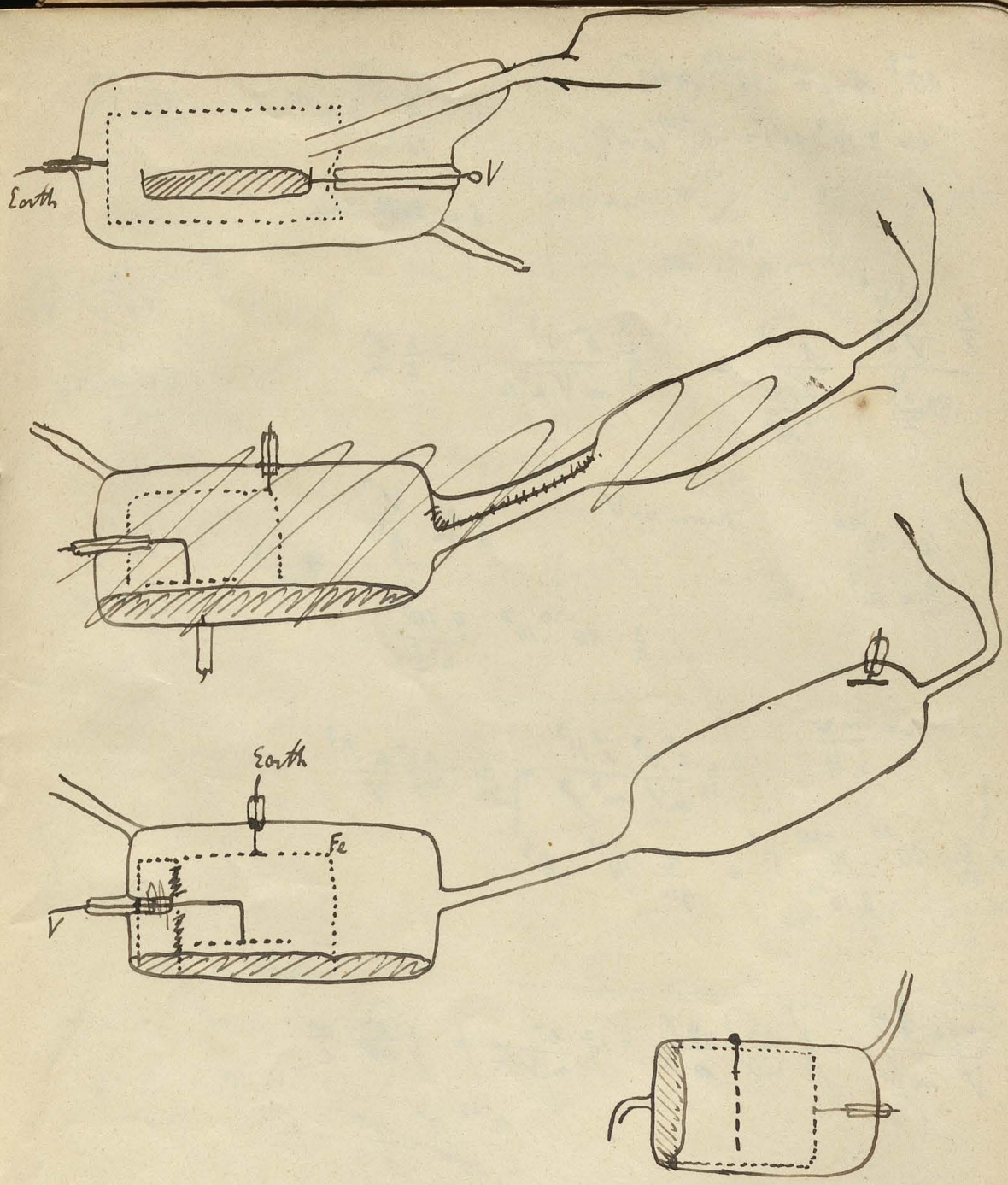
$$\frac{2}{3\pi}\,\frac{e^2 v^3}{m V}\,\frac{e^3 H^3}{m^3 v^3} = \frac{2}{3\pi}\left(\frac{e}{m}\right)^4 \frac{e}{V}\,H^3$$

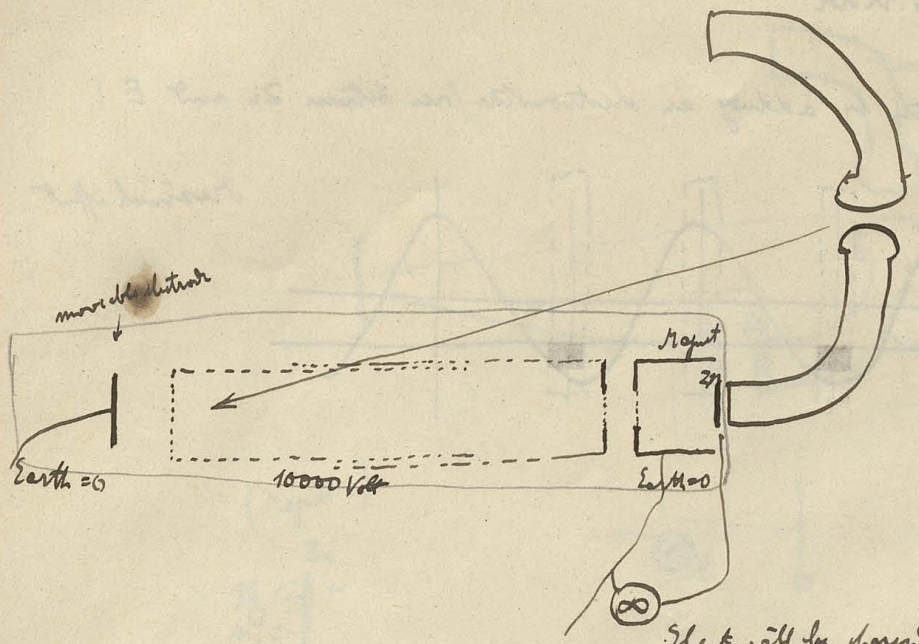
$$= \frac{2}{3\pi}\;\frac{10^{28}.10^{-20}}{3.10^{10}}\;H^3 = \frac{2}{9\pi}\;10^{-2}.H^3$$

$$\frac{1}{3}\,\frac{e^2 f^2 \tau}{V\;\frac{m v^2}{2}} = \frac{2}{3}\,\frac{e^2}{m V}\,\frac{v f}{v^2} = \frac{2}{3}\,\frac{e^2}{m V\,\tau} = \frac{2}{3}\,\frac{e^2}{m V}\,\frac{v}{l}$$

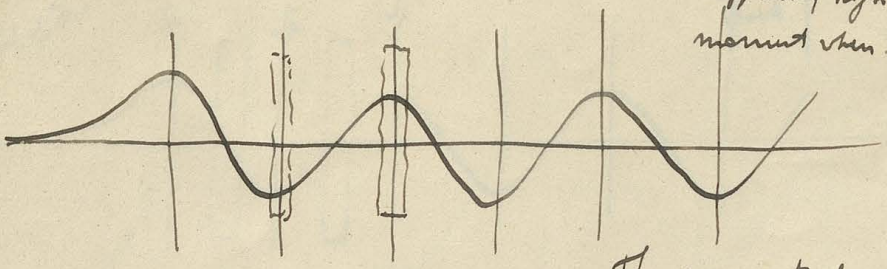
$$\frac{10^{-20}.10^{7}}{10^{10}}\;\frac{10^{10}}{l} = \frac{10^{-13}}{l}$$

SSV


Earth
V
Earth
Fe
V



Electr. will be charged only if Zn has a sufficiently high positive potential in the moment when the corpuscules reach it

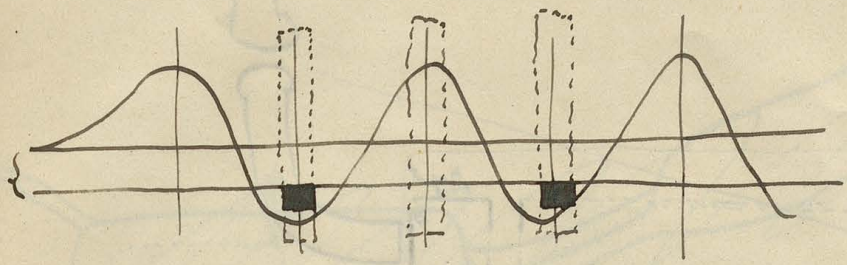


The zero points of curve are not favourable for charging, will be minima.

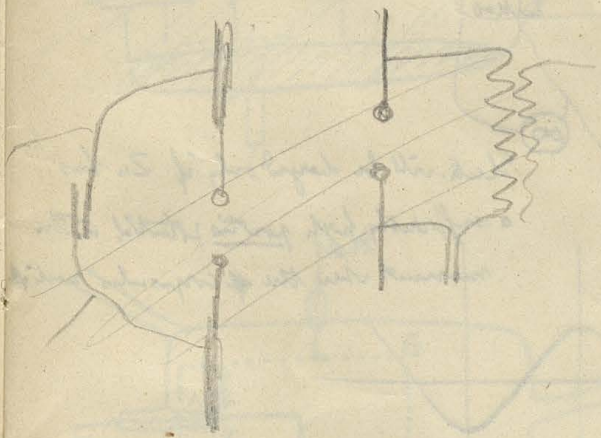
Observation of maxima & minima of effect

Wave length of Vibrator

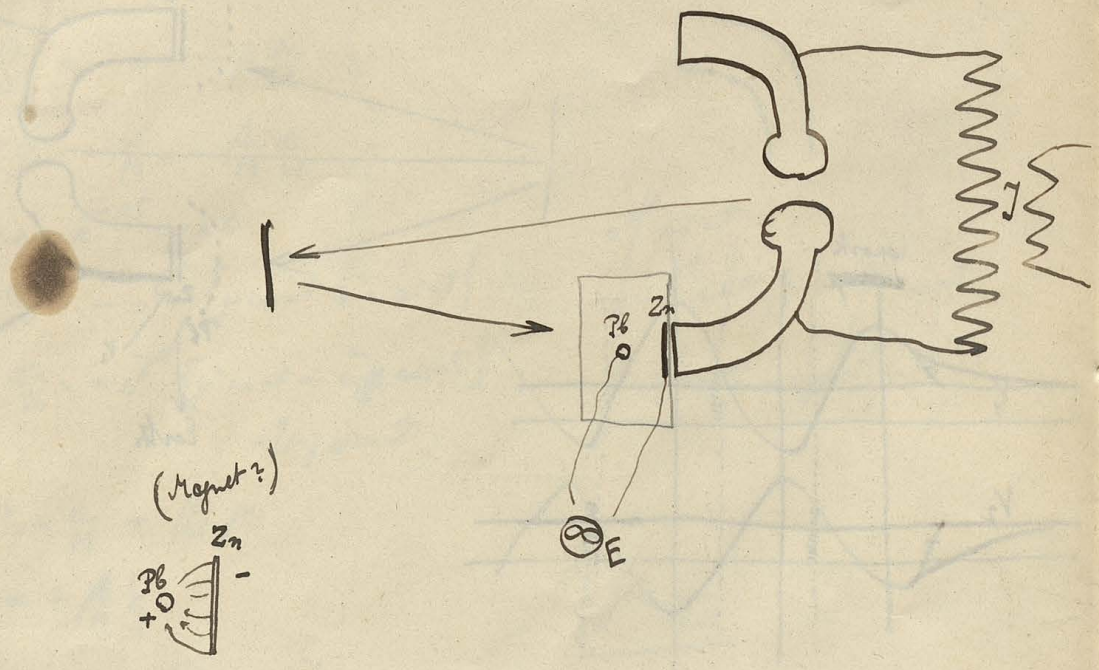
More accurately by adding an electrostatic force between Zn and E:

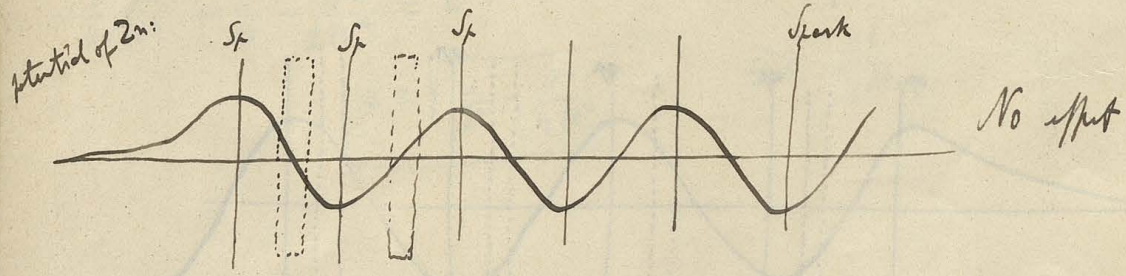


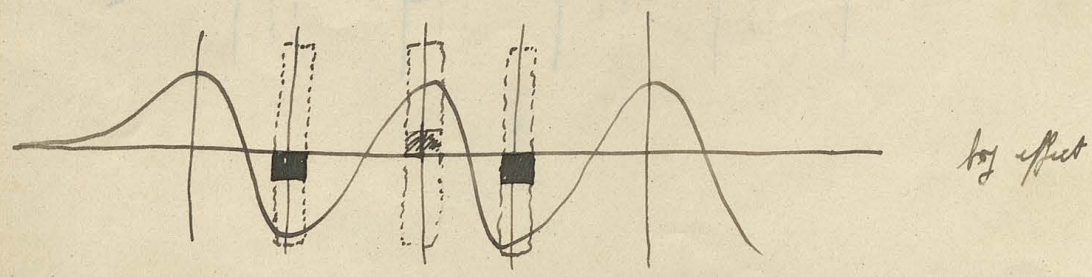
Resultant effect

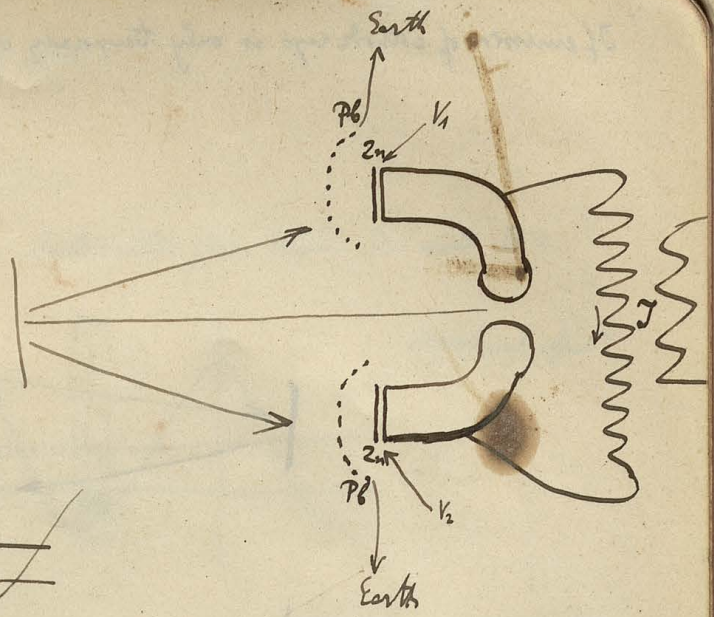


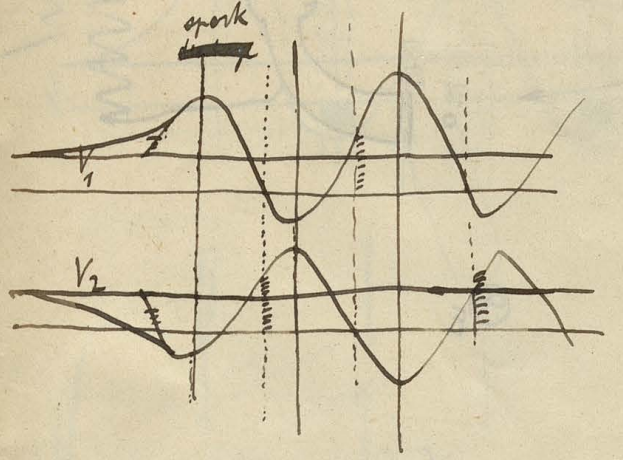
If emission of cathode rays is only temporary while light acting

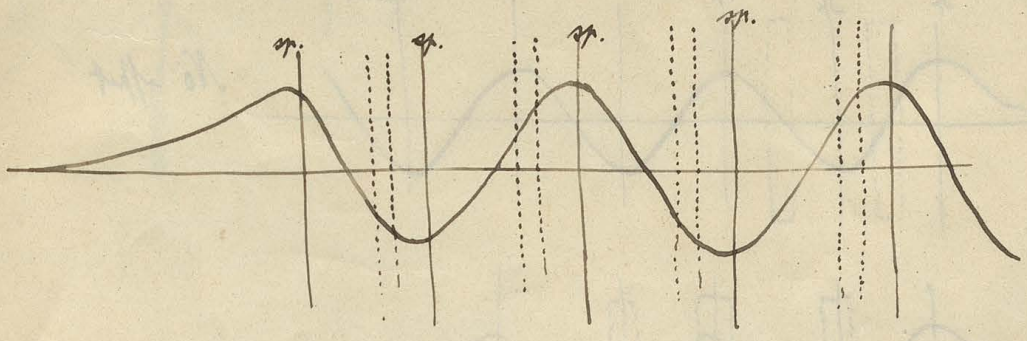







Earth
Pb
Zn
V_1
J
Zn
Pb
V_2
Earth


spark
V_1
V_2


sp.
sp.
sp.
sp.

$K\frac{d^2q}{dt^2}$

$$M\frac{d^2x}{dt^2} = -\alpha x - \beta\frac{dx}{dt}$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{\alpha}{M}x - \frac{\beta}{M}\frac{dx}{dt}$$

$$x = e^{-\gamma t}\cos at$$

$$\frac{dx}{dt} = -e^{-\gamma t}\left[\gamma\cos at + a\sin at\right]$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = e^{-\gamma t}\left[\gamma^2\cos at - a^2\cos at\right] + 2a\gamma\sin at$$

$$\gamma^2 - a^2 = -\frac{\alpha}{M} + \frac{\beta}{M}\gamma$$

$$2\cancel{a}\gamma = +\frac{\beta}{M}\cancel{a}$$

$$\frac{1}{4}\frac{\beta^2}{M^2} + \frac{\alpha}{M} - \frac{\beta^2}{2M^2} = a^2$$

$$\boxed{a = \sqrt{\frac{\alpha}{M} - \frac{\beta^2}{4M^2}}}$$

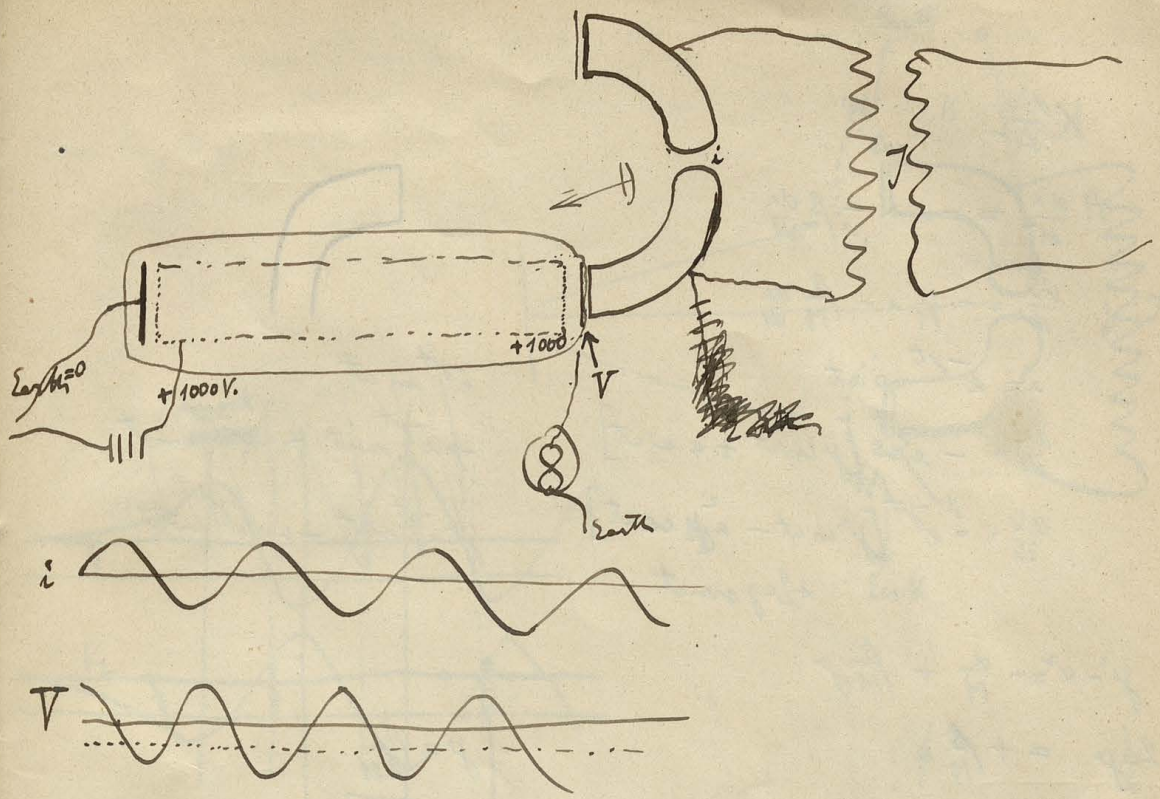
$$e^{-\gamma t}\sin at$$

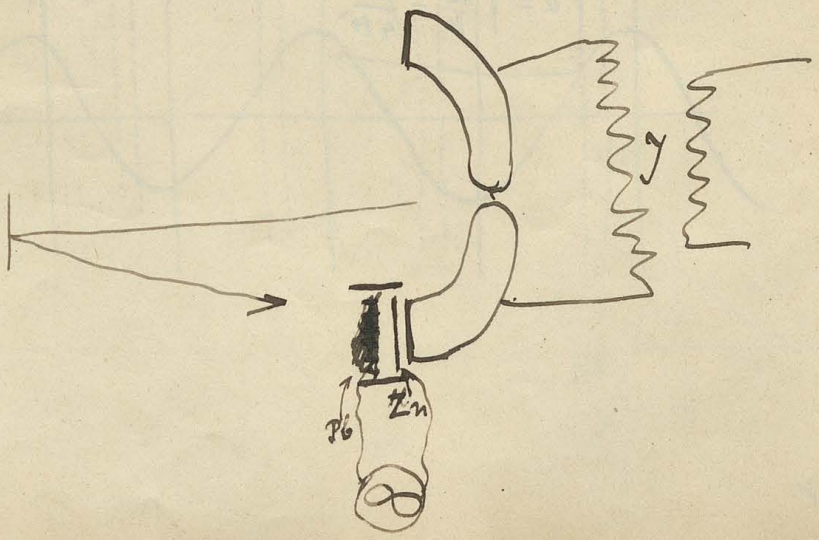
$$-\gamma e^{-\gamma t}\sin at + a e^{-\gamma t}\cos at$$

$$\gamma^2 e^{-\gamma t}\sin at - a\gamma e^{-\gamma t}\cos at$$

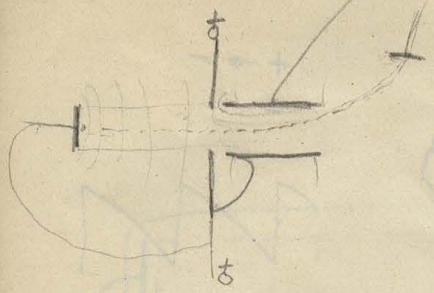
$$\boxed{\gamma = \frac{\beta}{2M}}$$

$$\alpha > \frac{\beta^2}{4M}$$


i
J
+1000
V
Earth=0
+1000 V.
Earth
i
V


J
Zn
Pb

+ → −
−
Earth



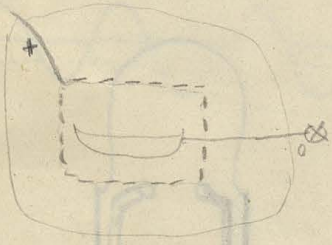
Superficial double layer produced by UVL ?
must show itself

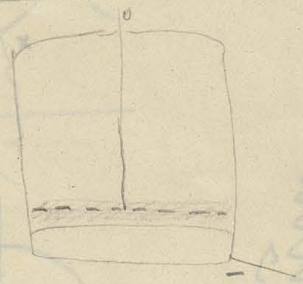
$$m\frac{d\dot{y}}{dt} = eE = m\frac{d\dot{y}}{dx}\frac{dx}{dt} = mc\frac{d\dot{y}}{dx} = mc^2\frac{d^2\dot{y}}{dx^2}$$

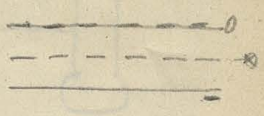
$$\frac{mc^2}{R}$$

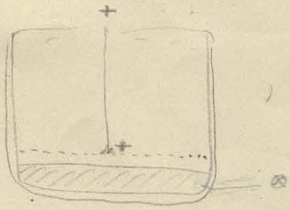
$$m\frac{d^2z}{dt^2} = ecH = \frac{mc^2}{R'} \qquad \frac{cH}{E} = \frac{R}{R'}$$

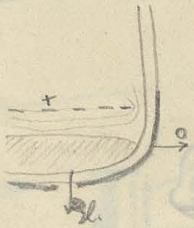
$$\frac{mc^2}{2} = \Delta E \cdot e \qquad \Delta E = \frac{c^2}{2}\frac{m}{e}$$





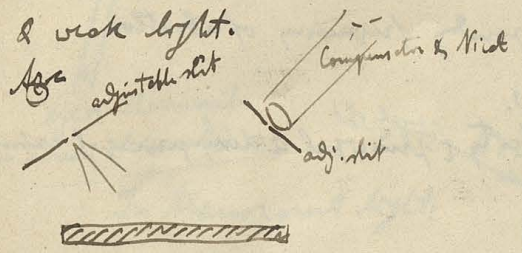






If really the optical constants are altered (and probably most for those rays which are efficacious in production of cathode rays) then <u>they must depend on the strength of the incident light itself!</u>

This would be demonstrated easier by measuring the ellipticity with strong & weak light.



Does UVL produce a change in the optical constants of metals?

a). generally, by increasing the number of free electrons and conductivity therefore (very small?)

b). by splittering special kind of atoms, ~~of~~ certain vibrations, probably the same, which have corresponding frequency of vibration

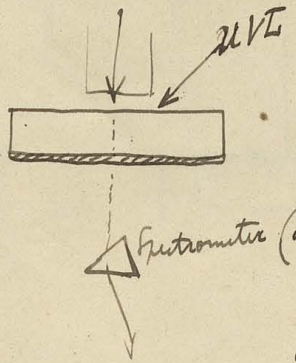
Index of refraction 1), absorption 2), ellipticity 3) (angle of principal index, principal azimut)

reflective power 4)

Only relative measurements with & without rays.

~~Ha~~ 1). Impractical

2).



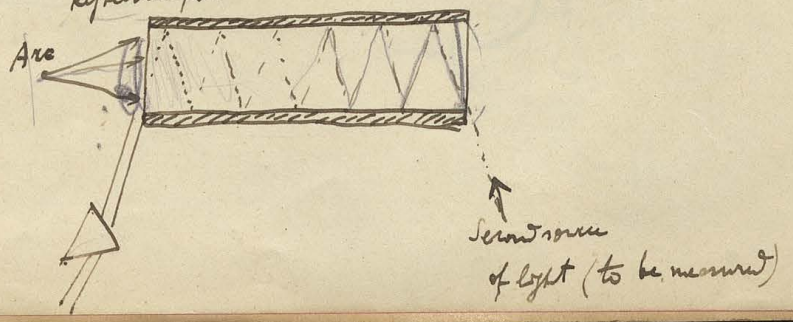
upper part of slit exposed to UVL

lower not " "

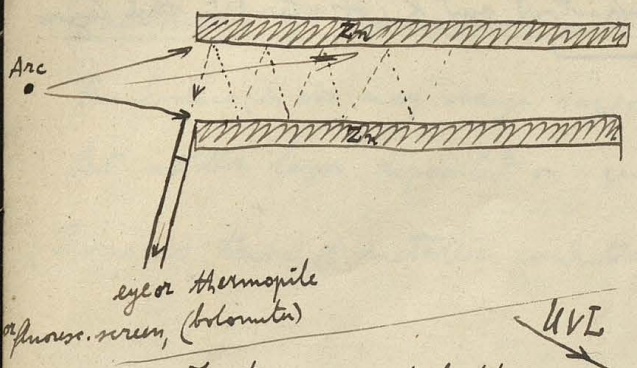
Probably most sensitive method:

Reflective power

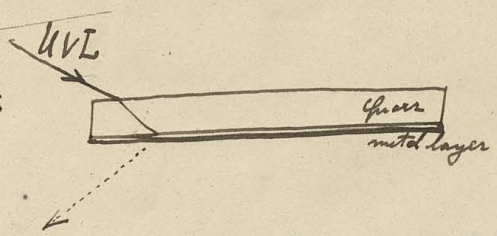
4).



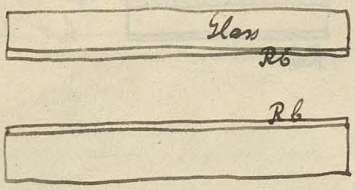
Is Phosphorescence produced by UVL on metals?



In transparent light:



Better with Rb in vacuo

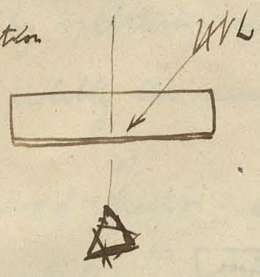


Optical constants.

Ellipticity (angle of principal, admit principal)

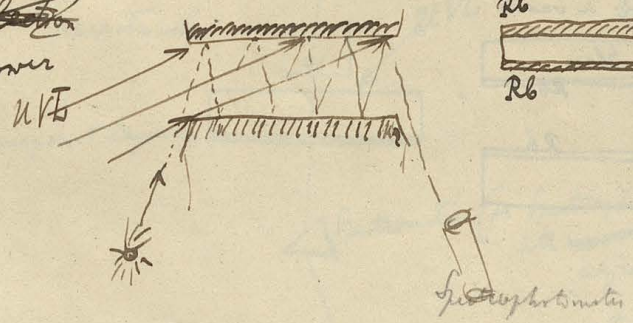
Direct measurements of $\underbrace{n \text{ (index of refraction)}}_{\text{unpractical}}$ and k (absorption) in thin layers

Absorption

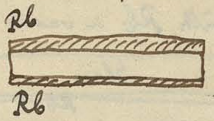


~~Index of reflection~~ (intensity of)

Reflective power



Better: Quartz plate, covered with metal?



but absorption of WL in the thick layer!

Superficial changes of metals, while emitting cathode rays under action of UVL.

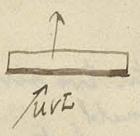
<u>Conductivity of transparent metalic layers</u>, is it changed by UVL?

Free Surface (in air) may change rapidly by the action of UVL

But metallic layer deposited on quarz plate and shone on from backwards?

(Thomson's theory of metallic conduction: Rapports Conges II p. 138)

When UVL produces cathode rays, there ought to be produced <u>Röntgen rays too.</u>



untransparent layer of Pb or other metal

Does UVL ionize Na vapour?

Is Au-glass (Goldrubin) (with ultramicroscopical particles of Au) not undergoing chemical change in UVL? Or phosphorescence?

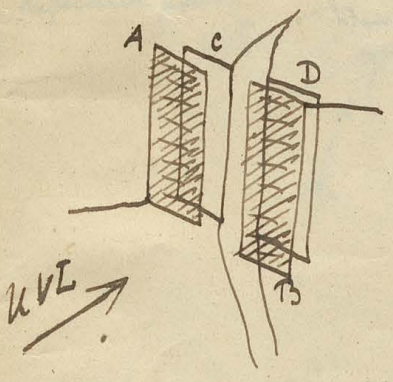
292

The emission of cathode rays by UVL, does it depend on strength of electric field outside or not?

1). If not, then ~~the deposition of electric charge~~ quantity of electricity carried away by UVL in <u>vacuum</u> must be independent of difference of potential [except contrary EMF sufficient to throw them back]

2). Then the amount of work necessary for ~~tearing of~~ throwing out the particles could be calculated from measurements of their velocity at different strengths of field (Lenard).

3). If, on the contrary, the strength of external electric field has an influence on the amount of particles torn off (what can be shown by (1)), then the work required to tear off the particles can be shown by the following arrangement



UVL falls through the two similar metallic nets A B on the similar metal plates C, D the resistance of which is measured by bridge method (like bolometer)

A has the same potential as C

B has a possibly great difference of pot. versus D

All in vacuo

Will there arise any disp. of temp. in C, D (cooling of the plate D)

$\frac{0.017}{100}$ g cal/sec = radiation 1° against 0°

= $7 \cdot 10^3$ Erg

$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} V}$ $\qquad \frac{e}{m} = 10^7 (em)$ $\qquad V = \frac{1}{2} \frac{m}{e} v^2$

$v = 10^{10}$

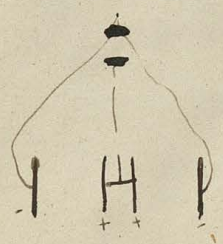
$e = 3 \cdot 10^{-10}$ (est)

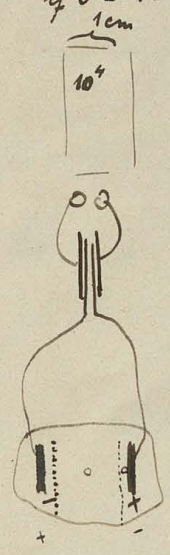
$V = \frac{1}{2} 10^{-7} \cdot 10^{20} = \frac{1}{2} 10^{13} = \frac{10^5}{2}$ Volt

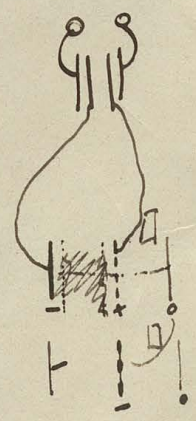
$= 50\,000$ Volt

$= 10^{-20}$ (em) $= 10^{-19}$ Coulomb

10^{-6} Amp. $= n e$ $\qquad n = 10^{13}$ $\qquad$ if $v = 10^9$



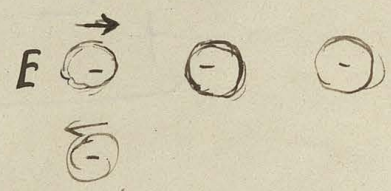




$\frac{g c}{g c} t = \tau$

$\frac{e}{m} = 10^7$ $\qquad \frac{e^2}{\sqrt{m}} = \frac{10^{-20} \cdot 10^7}{3 \cdot 10^{10}} = \frac{10^{-23}}{3}$

10^{-6} Amp. $= 3 \cdot 10^3$ (est) $= i$



$E = i \tau$

stromstoß ~~intensität~~ current 10^{-6} Amp.

$eV \quad mv^2$

10^{-9} ~~Grad~~ / sec

$$nm = \frac{10^{-9}}{1000 \cdot 10^{5}} = 10^{-17}$$

$$m\frac{dv}{dt} = p$$

$$mv = \int p\,dt = P$$

$$mn = \frac{10^{-9}}{1000} \cdot 10^{-5} = 10^{-17} \ \frac{g}{sec}$$

$$\frac{10^{-19} \cdot 10^{-4}}{1000} = 10^{-26}$$

$$m = 10^{-26}$$

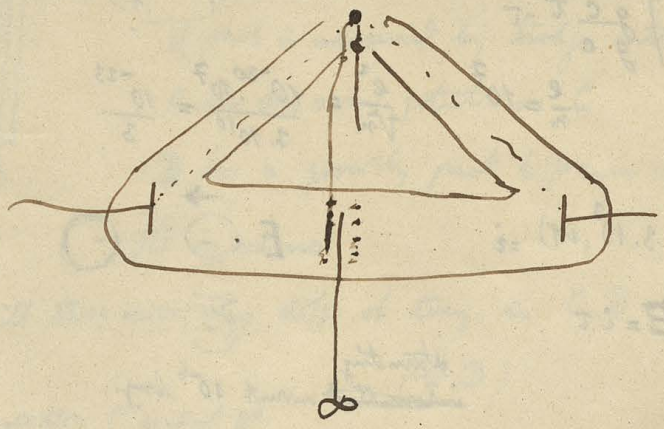
$$n = 10^{9}$$

nmv

$$\frac{d(mv)}{dt} + \frac{1}{3} e^2 \frac{\left(\frac{dv}{dt}\right)^2}{V} = eX$$

$$p = 10^{10} \cdot 10^{-27} \cdot 10^{10} = 10^{-7} \ (CGS)$$

e



164

(PAT) Sekreta
venol zapowiedzia
u. Przybędzie on 10 gru
Londynie 4 dni, w czasie k
yczerpujące rozmowy z czło
rytyjskiego. Dzienniki przewidują
m rozmów będzie m. in. kwes
nia Ligi Narodów.

nie Reichstagu.

ill z Hamburga i Hohmann z Królewca u-
pełniając wywody Hellera przytaczają dla
ilustrowania całokształtu rewolucyjnych
wystąpień komunistów wszystkie wydarzenia
lokalne. Daje to Dymitrowi powód do nowych
ostrych ataków pod adresem władz śledczych,
przyczem stwierdza jednocześnie, że nie ko-
munizm winien rozruchom, lecz napastników
należy szukać w szeregach wojujących naro-
dowych socjalistów. Torgler: Czy świadkowi
znane są wypadki z 6, względnie 7 listopada
1932 roku, jakie wydarzyły się w Królewcu
podczas których zabici zostali na ulicy dwaj
wybitni przywódcy komunistyczni. Pytam się
dlatego, że panowie stale obciążacie komuni-
stów, podczas gdy faktycznymi sprawcami
byli narodowi socjaliści. Świadek Hohmann

(P
amer
Warbu
smo, w
sko-amer
osiągnięc
nież, że 38
wypowiedzi
międzynarodo
że w Kongres
przewidujące r
go Senatorowi
podają projekt ust
tów za uncję. Rozw
krycia srebrem emi

Nie będzie dals

(PAT) „Daily Telegra
korespondenta we
że już od 6 dni cen
je niezmieniona. Ta
wania złota przez rz
jest za dowód, iż pre

$m(c_p - c_v) = C = 1{\cdot}96 = m\, c_p \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)$

CO_2 : $m = 44$

Wüllner : $\gamma_0 = 1{\cdot}311$ $\quad$ 11760 / 88240 $\quad$ 10857 / 89143

$\gamma_{100} = 1{\cdot}284$

$\frac{1}{\gamma} = 0{\cdot}7628$ $\quad$ $0{\cdot}7788$

$0{\cdot}2372$ $\quad$ $0{\cdot}2212$

~~0·1878 · 1·311~~
~~5634~~
~~188~~
~~18~~
~~0·2462~~

$c_p = \frac{1{\cdot}96}{m\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)} = \frac{0{\cdot}49}{11} \cdot \frac{1}{1 - \frac{1}{\gamma}}$

0·1878 : 1·311 = 0·14325
5670
426
33
7

69020
04139
64881
37511
27370

64881
34479
30402

$c_{p_0} = 0{\cdot}1878$

$c_{p_{100}} = 0{\cdot}2014$

} Wüllner berechnet

2014 · 1·284 = 1589
730
88
11

~~$c_{p_{100}} - c_{p_0}$~~

$c_p \sim \frac{1}{1 - \frac{1}{\gamma}} = \frac{\gamma}{\gamma - 1}$

$c_v = c_{v_0}\left(1 + \frac{\alpha t}{100}\right)$

$c_v \sim \frac{1}{\gamma - 1}$

$\left(\frac{c_{100} - c_0}{c_0}\right)_v = \alpha$ ~~(100)~~

Wüllner : 49276 / 50724 $\quad$ 45332 / 54668

3215 $\quad$ 3521 / 3215 / 306

48572
− 50724
9785

$\alpha = 9{\cdot}52\ \%$
Wüllner

Regnault : $c_v = \frac{m c_p - C}{m} = c_p - \frac{C}{m}$

$\frac{C}{m} = \frac{1{\cdot}96}{44} = 0{\cdot}49 : 11 = 0{\cdot}0445$ 5%

0·1870
0·0445
0·1425

$(c_{100} - c_0)_v = (c_{100} - c_0)_p$

0·1952
0445
0·1507 Wied

2145
1870
0275
1425

2169
1952
0217
1507

43933
15381
28552
193

33646
17811
15835
144

$\alpha = 19{\cdot}3\ \%$
Regnault

α Wiedem. = 14·4 %

Äthylen: $m = \frac{28}{4}$

C_2H_4

Wüllner: $\gamma = 1{\cdot}245$ 08917 27646 08243

1·189 61083 72354 61083

47160

0·4082 6·5291

4082

0·1209

$\alpha = 29{\cdot}62\,\%$

Wiedemann: $c_p = 0{\cdot}3364$ $1{\cdot}96 : 28 = 0{\cdot}49 : 7 = 0{\cdot}070$

0·4189 3364

0825 ·2664

2664 = 91645

42553

49092

$\alpha = 30{\cdot}97\,\%$

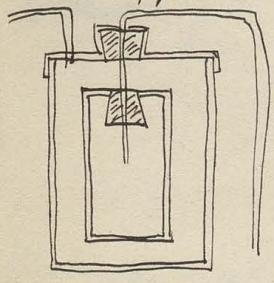
Reibungs Coefficienten: 0·000

	Graham – O.E. Meyer (17·5°)	Ku. W. (15°)
Luft	[191]	179
O_2	212	
N_2	184	
H_2	093	92·3
CO_2	160	152
CO	184	
CH_4	120	
NH_3	108	
H_2O	97·5	97·5
C_2H_4	109	

Literatur über Wärmeleitung

Winkelmann Pogg. Ann. 156, p. 497

Benutzt Apparate von Stefan's Form:



Messingcylinder, durch Kautschukstöpsel gedichtet mit Glas Röhre als Verbindg; Luftthermometer

↓

dickwandig; w. d. = 15 - 2 mm pag 504

Strahlungsdimension nicht nach Naumann's Methode durch Auspumpen der Luft, weil nicht genügend dicht, sondern durch Berechnung

s Apparate V ugl Dimension

Apparat	I	II	III	IV	V
r =	1·8327 cm	←	1·384	←	1·8282
h =	10·043	←	9·057	←	9·996
R =	2·1467	3·3947	2·155	3·403	2·155
P(1) =	267·31 gr.	←	182·85	←	105·739

$H = h + 2(R - r)$

Einfluss der Strömungen: Luft

	p =	749 mm	138	2·93 mm
I:	v log =	0·000509	501	480
		751	49·6	5
II		239	155	155
		748	43·3	13·1
III		277	260	260
		735	4	
IV			161	

1

259

[illegible] Ann. || p. 514: „[illegible]“

Wenn Strahlg eliminiert wird, folgt : k = 0·0000528

Ohne Elimination würde folgen

I	561
II	628
III	625
IV	722

~~[illegible]~~ Demzufolge wurde Apparat I als passendster weiter verwendet :

Wasserstoff: p =

750 ·	91·9	4·7	3·0	1·92
0·00294	290	258	245	216

[illegible] Luft ; [illegible]

CO_2 [illegible] bloss bei Atmosphärendruck

Somit Resultate: pag. 526

Gas	v loge	k	Druck [illegible]
Luft	0·000480	0·0000531	525 1 – 30 mm
H_2	2900	3361	91·9 mm
CO_2	329	355	317 Atm.
C_2H_4		453	414 "
CH_4		689	647 "
NO		488	460 138·0 mm
CO		539	510 "
O_2		592	563 "
N_2O		390	363 "
N		553	524 "

für 7–8°C

alles noch zu vermindern um 1·1% wegen [illegible]

In Resultate pag. 527 [illegible]!

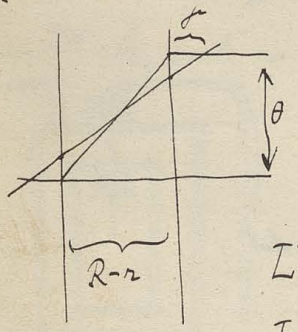
Weitere Correcturen in Rechng nicht angebracht, logarithmisch Abkühlg. vorausgesetzt

Zum Schluss Vergleich mit Clausius & Maxwell's Theorie; Resultate zwischen beiden.

Bemerkg:

In Bezug auf Temperatursprung:

H:



y wird ~~in Pr. [illegible] sein~~:

$$\cancel{\frac{v\,\log e^{*} - v\,\log e}{v\,\log e^{*}}}$$

$$L^{*} \sim \frac{\theta}{R-r}$$

$$L \sim \frac{\theta}{R-r+2y} \quad \text{also} \quad \frac{L^{*}}{L} = \frac{R-r+2y}{R-r} = 1 + \frac{2y}{R-r}$$

Somit $y = \frac{R-r}{2}\left[\frac{L^{*}-L}{L}\right]$ die L sind aber proportional v log e

$R-r = 0{\cdot}314$ cm

$p = 4{\cdot}7$: $y = 0{\cdot}157\ \frac{32}{258} = \frac{0{\cdot}157 \cdot 16}{129} = \cancel{\frac{1054}{8324}\ 16\ \ 0{\cdot}0168}\ \ 0{\cdot}01948$

$3{\cdot}0$: $y = 0{\cdot}157\ \frac{45}{245} = 0{\cdot}157 \cdot \frac{9}{49} = 0{\cdot}0288$

$1{\cdot}92$: $y = 0{\cdot}157 \cdot \cancel{\frac{74}{216}}\ \frac{37}{108} = 0{\cdot}0538$

Probe: $\left.\begin{array}{r} py = 0{\cdot}0916 \\ 864 \\ 0{\cdot}1033 \\ \hline 2813 \end{array}\right\}$ Mittel: $0{\cdot}0928$

Somit $y = 0{\cdot}000122$ cm. $\frac{760}{p}$

Was ~~Max~~ bis auf 6% mit dem von mir gefundenen Werth übereinstimmt!

Luft: $\frac{21}{480} \cdot 0{\cdot}157 \cdot \frac{293}{760}$

Auch bei Luft in Gefäß I ist dies merkbar, ~~also~~ aus der einen Ablesung bei 2·93 würde ccc $\frac{1}{5}$ dieses Wertes also ccc 0·000024 folgen, aber dies ist natürlich zu unsicher.

170

Sonstiges:

Berechnung ungenau; nicht berücksichtigt wurde Veränderlichkeit von k mit Temp.

ungenaue Berechnung des Wärmeflusses (siehe Kutta)

Was für Werthe wurden für die spez. Wärme des Kupfers genommen?

Wurde der Kautschukstöpsel berücksichtigt?

Glasrohr bildet eine sehr große Fehlerquelle, wenn man $\rho = 0{\cdot}4$ cm annimmt, bis zu 10%!

etc.

Pogg. Ann 157 pag. 497

Zur Bestimmung der Temperatur-Abhängigkeit wurden Glasapparate benutzt

I R = 1·946 II 1·294 III 1·247 cm

R − r = 0·318 0·142 1·109 } [illegible]

Beobachtet wurden Abkühlg. k $\vartheta_M = 7{\cdot}5$ 18° − 8° [Bad = 0] und $\vartheta_M =$ 118 − 108° [Bad = 100°]

Apparat I:	CO₂	in Eis	Luft					
p =	750	5	750	2	750	98	2	0·65
k =	0·0003265	3186	4380	4328	0001952	1934	1588	1322

in siedender Wasser:

p = 100	100	98
6312	7550	2748

Apparat II

	CO_2	Luft	H	
$p =$	100	90	100	
$v\,l\,y\,e =$	0·0009089	0·001264	0·006138	} in Eis
	1567	1906	8275	} bei ca 99·5°

Apparat III

	CO_2	Luft	H	
$p =$	5	5	(10, ~~[illegible]~~) Mittel	
	0·0003571	0·0004335	0·001557	in Eis
			$p =$ 47·9	10	3·62 mm
			$t =$ 224	224·25	228
	5	5	36·5	
	0·0007704	0·0008398	0·002330	in ca 99·4°

pag 524: „..... [illegible] Dimens. d. App. [illegible]"
„[illegible] Cl, [illegible], α ~ Dim.
d. App. [illegible] Cl [illegible]"

Mit Berücksichtigung α u. Correction (Fehler d. Thermom., [illegible] Hg, [illegible] Hg)
~~[illegible]~~ folgen also folgende Werthe für $A = \frac{K_{100}}{K_0}$ für Luft u. Wasserstoff, [illegible]
$B = \frac{K_{100}}{K_0}$ ~~[illegible]~~ CO_2 u. H "

	A	B
I	1·3661	1·3477
II	1·3429	1·3176
III	1·3644	1·3383

Berechnung daraus sehr unsicher!

Liebe Wüllner!
Versuchen selbst findet für Luft u. H: $\alpha = 0{\cdot}003648$
CO_2 $\alpha \geqq 0{\cdot}005$

Bemerkg.

Die Berechnung des Temperatur Coefficienten ist ganz werthlos

- stützt sich auf die unbewiesene Voraussetzg der Gleichheit für Luft und H
- Glasleitung enorm groß
- Resultate der verschiedenen Apparate stimmen schlecht
- zur Wärme-Abhängigkeit der Ltg unbekannt etc

In Bezug auf Temperaturzerstreuung:

Apparat I:

				$\mu\gamma$
für H:	$\mu = 2$	$\gamma = 0{\cdot}159 \frac{346}{1588} = 0{\cdot}0346$		$0{\cdot}0692$
	$\mu = 0{\cdot}65$	$\gamma = 0{\cdot}159 \frac{612}{1322} = 0{\cdot}0736$		$0{\cdot}0478$

151

Dies geht nicht so einfach weil bei v bzw e noch sehr viel Unsicherheit

~~$\mu\gamma =$~~

Angenäherte Berechnung: $\frac{19340 - x}{4328 - x} = 6{\cdot}33$ eigentlich noch mehr

nach Winkelm 19538

$$19340 - x = 6{\cdot}33 \cdot 4328 - 6{\cdot}33x$$

$$\begin{array}{r} 25968 \\ 12984 \\ 1298 \\ \hline 27396 \\ 19340 \\ \hline 8056 \\ 2726 \\ 68 \end{array}$$

$$5{\cdot}33x = \qquad x = 8056 : 5{\cdot}33 = 1511$$

Somit:

				$\mu\gamma$
	$\mu = 2$	$\gamma = 0{\cdot}159 \frac{346}{1437} = 0{\cdot}0383$		$0{\cdot}0766$
	$\mu = 0{\cdot}65$	$\gamma = 0{\cdot}159 \frac{612}{1171} = 0{\cdot}0831$		$0{\cdot}0540$

stimmt also recht schlecht

allerdings ist R-2 sehr unsicher

ebenso auch I selbst

(Apparat III $\quad \begin{array}{r} 228 \\ 224 \\ \hline 4 \end{array}$

$$\gamma = 0{\cdot}555 \cdot \frac{4}{224} = \frac{1{\cdot}11}{112} = 0{\cdot}0100 \qquad \mu\gamma = 0{\cdot}036)$$

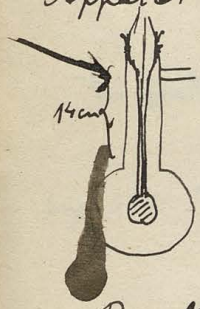
Im Schlusse (pag. 550) wird ein Fehler in Kundt & Warburg corrigirt, wodurch

$\frac{k_H}{k_{Luft}} = 6{\cdot}54$ nach K&W. und nicht 7·1 wie sie angeben

(der Werth für H wurde nicht auf 0 reducirt)

Kundt & Warburg Pogg. Ann. 156 p. 177

Apparat I:



$r = 0{\cdot}461$ cm
$p = 1$ mm
$R = 2{\cdot}972$
$P = 0{\cdot}55$

Ia	II	III
} Cylinder Gefäss	$r =$	Wölbs therm.
	$p = 2{\cdot}5$ mm	
	$R = 3{\cdot}1$ cm	

Resultate:

Luft:

I		II		III	
$p = 760$	$t = 171$	760	225	760	219
148	234	154	313	154	223
19·5	277	9·8	363	9·8	225
9	277	4	369	4	226
4	278	1·3	364	1·26	225
0·5	280				

Gilt summen für Abkühlg von 59·3° auf 19·6°

CO_2:

I	
760	203
155	274
77	349
1·50	350
0·5	355

II	
760	277
150	380
9·5	460·5
4·5	459
1·26	470

III	
760	261
150	300
9·5	306·5
4·5	295
1·26	302

H_2:

760	59·5
154	66
8·8	68
3	72

760	81·5
150	90·5
9·2	92
5	95
0·9	105·5

760	46
150	45·5
8·3	49·5
4·4	51
1·26	66·5

Herstellung des besten Vacuums:

App. II: p = 9·3 363
4·0 369
1·2 364
30' (vac.) 444
50' " 555
nach Wiederaufkochen 602
nach 2 auf 200° erh. 712·5 | CO_2 708

App. I	Luft	Ia
760	171	114
~~118~~	~~234~~	114
9·5	270	116
0·5	280	154
Vac.	576	576

p	Wasserstoff	
760	60	25
154	66	25
8·8	68	30
Vac.	586	578

	CO_2	
Vac.	588	578

Lagen selbst: pag. 209 $k_0 = 0{\cdot}000048$

Stefan fand 55

„Wegen d. Unsicherheit in d. Bestimmung von C liegen in d. Strecke innerer Teile von d. Stefan'schen keine Identity. bei".

Außerdem: Thermometer wurde mit Normalthermom. verglichen (pag 190), aber wie es scheint nur einmal; unbedingt nöthig wäre die Vergleichg. gewesen nach d. Erhitzen auf 200°!

Derartige Kugelapparate überhaupt nicht gut verwendbar, weil der Einfluss des Stieles viel zu groß und zu schwer abzuschätzen ist.

Ob wirklich ein genügendes Vacuum erreicht wurde, ist nicht erwiesen. Es wäre Versilbung nöthig gewesen.

Daher sind die angegebenen Zahlen: nur rohe Näherungen

Relative Wärme: CO_2: $\underline{0{\cdot}59}$

H_2: 7·1 [zu vergleichen nach Winkelm. pag. auf $\underline{6{\cdot}54}$]

In Bezug auf Temperatursprung:

Nur die Beobachtung bei H_2 ~~sind~~ können brauchbar sein

Probe besser umgekehrt:

$$k = \frac{L_\infty}{L^x} = \frac{\frac{1}{r} - \frac{1}{R}}{\frac{1}{r} - \frac{1}{R} + \gamma\left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{R^2}\right)} \quad \left[\text{Formel (9) in meiner Abhdlg.}\right] = \frac{1}{1 + \gamma \frac{\frac{1}{r^2} + \frac{1}{R^2}}{\frac{1}{r} - \frac{1}{R}}}$$

$$\cancel{\frac{1}{t} = \frac{1}{t_s} + 1} = \frac{\frac{1}{t} - \frac{1}{t_s}}{\frac{1}{t^x} - \frac{1}{t_s}}$$

$$\frac{1}{t} = k\frac{1}{t^x} - \frac{1}{t_s}\left[k - 1\right]$$

$$= k\left[\frac{1}{t^x} - \frac{1}{t_s}\right] + \frac{1}{t_s}$$

$\frac{1}{r} = 1 : 0{\cdot}461 = 2{\cdot}17$ $\qquad \frac{1}{r^2} = 4{\cdot}70$ $\qquad \frac{\frac{1}{r^2}+\frac{1}{R^2}}{\frac{1}{r}-\frac{1}{R}} = 2{\cdot}61$

$\frac{1}{R} = 1 : 2{\cdot}972 = 0{\cdot}33$ $\qquad = 0{\cdot}11$

$1{\cdot}84$ $\qquad 4{\cdot}81$

$\gamma = \frac{0{\cdot}0130}{p \text{ in mm}}$ für Luft!

$p = 3 \qquad \gamma = 0{\cdot}0043 \qquad \frac{1}{1 + 0{\cdot}0043 \cdot 2{\cdot}61} = \frac{1}{1{\cdot}011} =$

$0{\cdot}0043 \cdot 2{\cdot}61$: 86, 258, $0{\cdot}0112$

$\frac{M}{t^x} = 67 \qquad \frac{1}{t^x} = 149{\cdot}2 \qquad 132 : 1{\cdot}01 =$

$t_s = 580 \qquad = 172$

132

$= 1\,\%$

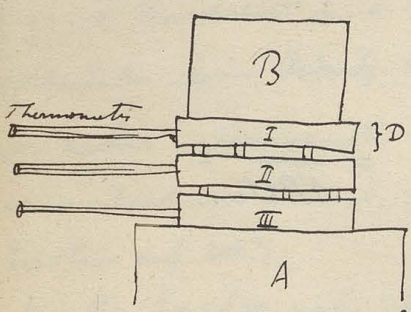
Also bei der ~~ganz~~ Größe der Versuchsfehler [Liste von II Luft, III CO_2] ~~[illegible]~~ ist dies viel zu wenig um eine Deutung zu gestatten.

[Übrigens stehen auch sehr viele Druckfehler vorzulegen von I Luft I für $p = 9{\cdot}5$
II für $p = 9{\cdot}3$
etc.]

Bei dem Apparat II, welcher eine deutliche Einwirkung zeigt, sind wieder die Dimensionen nicht angegeben, daher in diesem Bericht unbrauchbar.

Wied. Ann. 14

Christiansen p. 23 [illegible]



$2R = 13.13$

$D = 0.9$

$\rho = 975 \quad 994 \quad 991$ gr.
I II III

$A^c \delta \sim C_2 \vartheta \cos \varphi$ [= 26 p]

$\delta B^c \sim C_2 \vartheta \cos \varphi$

$\delta_1 = \delta_2 = 0.0214$ cm

I). $T_0 = 10.6$

T_1	T_2	T_3
19.54	12.88	6.29

unbrauchbar weil jedenfalls nicht stationär (Änderung um 0.3° bei allen Platten in 12 min.

$T_0 = 12.0$

T_1	T_2	T_3
33.73	20.58	7.27

$T_0 = 13.0$ = Temperatur

T_1	T_2	T_3
48.68	28.77	8.39

$T_0 = 11.8$

T_1	T_2	T_3
25.86	15.66	5.44

$\delta_1 = \delta_2 = 0.0754$

$T_0 = 13.9$

T_1	T_2	T_3
47.69	26.60	5.21

Berechnung: $\frac{1}{2}(T_1 - T_2) + \frac{1}{2}(T_2 - T_3) = s$ = Abkühlung

Dann folgt mit Berücksichtigung der äußeren Wärmeabgabe:

$$\delta + \alpha(s^2 + \delta T_2) = \frac{hA\varrho}{ks}(T_2 - T_0)$$

(A = Oberfläche)
h = [illegible]

Die Versuche lassen sich gut darstellen durch: $\alpha = 0.001504$

$\frac{hA}{ks} = 0.3991$

$\frac{h}{k} = 1.43$

Bemerkungen:

Äußere Wärmeleitfähigkeit ist gegenüber dem inneren Leitungsstrom jedenfalls klein; wird sie = 0 gesetzt so müsste sich angenähertes Resultat ergeben dies stimmt aber gar nicht:

$s = 6{\cdot}6^\circ$	$\delta = +0{\cdot}07$
$13{\cdot}2$	$-0{\cdot}16$
$20{\cdot}1$	$-0{\cdot}47$
$10{\cdot}2$	$-0{\cdot}02$
$21{\cdot}2$	$-0{\cdot}30$

Die Berechnung nach Christ' Formel ist viel zu unsicher, weil viel zu kleines Temperatur-Intervall, um 2 ~~Grad~~ unbekannte Größen zu finden (aus 5 Versuchen, von denen einer unbrauchbar ist).

Überhaupt ~~ist~~ sind die Versuche sehr unsicher, da ein minimaler Fehler in δ (2D. eine kleine Durchbiegung ist) einen riesigen Einfluss hat.

<u>Winkelmann</u> Ann 20 p. 350 ↑

Bemerkung zu der Seite 11 .....

1). [illegible] constant [illegible]

2). [illegible] (19 p. 282) [illegible]

[illegible]; Ch. [illegible] fundbar

Grätz pag. 232

Apparate ähnlich wie K. & W. [Siehe Wied. Ann. 11 p. 913]

	I	II
$R =$	2·9775	2·8698
$r =$	0·4230	0·4092
(10 V Kathod etc.) $\lambda =$	15·6	14·7 (Stiel r)
$\rho =$	0·1753	0·1808
$\rho_{Lappill.} = 0·0142$		
$P_{Hg} =$	2·2641	1·8979
$P_{Glas} =$	0·3171	0·3060
$I_a R =$	3·0011	

Daraus folgt:

	I	II
$c_0 =$	0·13205	0·11717
$c_{100} =$	0·13311	0·11900
$c_{182} =$	0·13475	0·12054

wobei c_{Hg} = wurde = 0·00332 angenommen

und c_{Glas} = 0·177 0°, 0·183 100°, 0·188 182° } Dulong & Petit

„Die Thermom. corrigirt & Stiel v. r. Normalth. & Temp. & c Luftth. reducirt" p. 238

Resultate (abgekürzt)

Apparat I Luft:

$p =$	760	260*	68	19*	9*
$t =$	164	211	256	265	267

H_2:

$p =$	760	250*	64*	22*
$t =$	57	64	65	66

CO_2:

$p =$	760	250	66	21	6·5*
	195	252	308	337	336

von ϑ = 63·0 auf 21·2 in Eis

Vacuum: t = 587

Luft:

p = 760	260	98	33*	9*	
105	129	139	141	141	

H_2: p = 760	240*	103*	CO_2		
p = 43	46	46	66	22*	6.5*
			158	161	161

Vacuum 224

von 163.6 auf 124.0 in Eis ?

Luft:

p = 720	340	120	64	20	4
t = 67	72	75	77	78	81

H_2:

p = 760	260	110	94	64
t = 26	26	27	29	32

CO_2:

p = 760	220	191	62	14	12
t = 68	76	77	85	87	88

Stickly: 128

von 235 auf 220 ~~in Eis~~

Apparat II:

Luft:

p = 745	400	100	35*	5*
t = 154	172	221	233	231

Vacuum: 517

60.6 — 20.5

/.

H_2:

$p =$	740	300	85	20
$t =$	52.5	56.5	56.5	58

CO_2:

$p =$	740	350	70	10*	1*
$t =$	170	198.5	272	290	291

60.6 – 20.5

Luft: $p =$ 745 400 100 35* 5*

$t =$ 107 118 138 140 144

H_2: $p =$ 740 300 85 20

41 42.5 42 42.6

CO_2: $p =$ 740 350 70* 10* 1

113 125 154 157 160

Stahlg = 219

~~160 – 1~~

161.7 – 121.1

Luft: $p =$ 70 20

79 80

H_2: $p =$ 300 120

26 28

CO_2: $p =$ 80 20

92 93

Stahlg = 112

223.3 – 202.5

Für die Strahlung allein berechnet er daraus pag 243:

von 63-21·2: $\alpha_s = 0{\cdot}001559$ $\beta = 0{\cdot}0051$ } I
163·6 - 124·0 3756 39

60·6 - 20·5 $\alpha_s = 0{\cdot}001727$ $\beta = 0{\cdot}0060$ } II
161·7 - 124·2 3858 67

wobei aber Differenzen bis zu 3·8 sec vorkommen!

Ebenso wird für Stahly + Lecky eine solche Formel berechnet

$$\left[\vartheta \log e = \frac{1}{\alpha} \log\left(\frac{1+\beta t}{1+\beta t_0}\,\frac{t_0}{t}\right)\right]$$

~~Luft~~ Luft:

Apparat I (Nitro) $\alpha = 0{\cdot}003832$ $\alpha_s = 0{\cdot}001559$

voraus: $k_0 = 0{\cdot}00004844$

II $\alpha = 0{\cdot}004200$ $\alpha_s = 0{\cdot}001727$

$k_0 = 0{\cdot}00004831$

Analog $k_{100} = 0{\cdot}00005734$ woraus $\gamma = 0{\cdot}00185$

Bemerkungen von Wüllner zeigen, dass obige Rechnungsart ganz werthlos ist, indem die beiden Apparate ~~sich~~ ganz verschiedene Resultate geben, enorme Fehlergrenzen, betreffs γ, da γ $\overset{0{\cdot}00159}{\text{I}}$ $\overset{-0{\cdot}00017}{\text{II}}$ insbesondere β sich sehr unsicher berechnen lässt

Er gestehet selbst:

pag 542: Und seine oben angeführte Behauptg. muss dahin modificirt werden, dass für γ sich die Werthe zwischen 0·0010 und 0·0018 darstellen lassen [Bei Apparat I allein]

pag 543: Es scheinen jedoch in der That die Beobachtungen an Apparat II

abweichende Resultate zu geben. Ja es zeigt sich [illegible]
[illegible] Temp. coeff. [illegible] (!!!)

(Winkelmann pag 534
Grätz pag. 541) ↑ Winkel 19 pag 651

Dagegen wird Grätz pag 257 richtig auf einige Fehlerquellen bei Winkelm. hin:
Glasdicke. kann 10% betragen (wenn derselbe Querschnitt vorausgesetzt) wie bei Grätz
[Betreffs Einflusses des Eintauchens dagegen ~~nicht~~ hat er nur bei Apparaten von seiner eigenen Form Recht]
Betreffs Einflusses der Absorption der strahlenden Wärme [möglicherweise bei CO_2 und den schweren Gasen, sonst aber nicht].

Wie groß ist das Thermometergefäß angenommen?

$s_{Hg_0} = 13.596$

$s_{Hg_{20}} = 1.0036 \cdot 13.596 = 1.0033 \cdot 13.6408$

13.6445

$s_{Hg_{20}} = 13.555$

$\sqrt[3]{\frac{2.2641}{13.555} \frac{3}{4\pi}} = r_{Hg}$

$\frac{0.3171}{2.6} \frac{1}{4\pi r^2} = \delta_{Glas}$

35488
47712
83200
23131
1.60069 − 2
0.53356 − 1

49715
60206
13210
23131

0.3416 = r_{Hg}

34
42 } 38.2
76

[pag 921: [illegible] Temp. [illegible] r_{Hg} [illegible] s_{Hg} [illegible] Gesamtgefäßes]

$$\frac{0{\cdot}3171}{2{\cdot}6\,.\,4\,.\,\pi\,.\,(0{\cdot}38)^2}$$

49715
60206
16412
41497
167830

50120
67830
82290

$\delta = 0{\cdot}06651$
3416
$0{\cdot}4081$

---

bessa folgendermaßen:

$$\frac{2{\cdot}2641}{13{\cdot}555} + \frac{0{\cdot}3171}{2{\cdot}6} = 0{\cdot}16703 + 0{\cdot}12196$$

$$\begin{array}{r} 0{\cdot}16703 \\ 12196 \\ \hline 0{\cdot}28899 \end{array}$$

35490
13210
22280

50120
41497
08623

$\sqrt[3]{0{\cdot}28899}\ \frac{3}{4\pi}$

~~47715~~

46090
47712
93802
− 09921
$1{\cdot}83881 - 3$
$0{\cdot}61294$

$r_1 = 0{\cdot}41015$ cm

Somit ~~noch weniger~~ würde aus dem von Stracke gemessenen Gewicht noch ein kleinerer Kugelradius folgen als er selbst angibt, während die Kugel jedenfalls noch um den Stielansatz zu vermehren gewesen wäre. Daher dürfte jedenfalls das Glasgewicht zu gering angegeben sein, daher C zu klein und ebenso k zu klein.

Die Differenz beträgt 3% in r, also 9% im Vol und ~~fast~~ ungefähr ebensoviel in C

Strahlung beträgt in den Versuchen mit Luft fast ebensoviel wie Leitung!

Stiel ist viel zu dick; wenn er bis an die Kugel Wand reichen würde, würde er bei stationärem Strome mehr wegleiten als das Gas!

Wied. Ann. XI p. 474

Winkelmann: [illegible]

Deutung [illegible] $\frac{c}{c}$; discuss.: Winkelm. 4 p. 321
Wüllner 5 p. 92

Wüllner [illegible] mehratomigen [illegible] < / > 2atomigen

[illegible] 2atomigen [illegible] [ihre Temp. [illegible] relat. [illegible]]

Deshalb schien es wünschenswert die Abhängigkeit der Wärmeleitung von Druck näher zu untersuchen, da die [illegible] [illegible] [illegible].

Apparat: ähnlich wie frühere Glasapp.; r = ca 2 cm, R-r = ca 0.15 cm

Vorgänge:

Luft

	740 mm	10 mm
ϑ = 7.93	~~0.000000~~ 0.000074200	0.00074220
mittl. Abw.	0.08 %	0.13 %
ϑ = 107.64°	0.0011245	0.0011277
	0.2 %	0.2 %

Äthylen

	740	10
ϑ = 8.10	0.00061776	0.00061984
	0.05 %	0.09 %
ϑ = 107.78	0.0010905 ~~0.000000~~	0.0010988
	0.3 %	0.2 %

ϑ = 107.69

pg 487: Daraus folgt dass d. Unterschiede zw. Th. s Erfahrung nicht ihren Grund darin finden können, dass die Oberfl. ... verminderten Druck d. Gasentspann. 178

Er hält es aber doch für wahrsch., dass k mit wachsendem p etwas abnimmt und stellt Hypoth. darüber auf wie dies zu erklären wäre

1). durch Abhängigkeit von k vom Druck

2). Infolge ~~intermolekularen~~ Anziehungs Kräfte (nach Van d. Waals)

Diese minimalen Unterschiede könnten aber auch einfach in einer theor. Absorption der Strahlung durch das dichtere Gas begründet sein. Siehe auch Grätz p. 915

pag. 489 Oberbeck: C_v α p β α Temp. δ τ !

pag. 913 Grätz s/e ... s e ab. Emiss. ... 0,20

Apparate nach K s W.; Geissler'sche Pumpe mit 2 Röhren

I mit Cylindergefäss

			Luft:	
H_2:	Gross	$\tau = 107$	12m	343
	3d Evac.	209		
	wd 2 1h 2 20h	452	15:	410
	8 Evac. d Hahn 2	504	8:	546
	6 "	619	10:	663
	Hahn s —	671		682
	d 16h:	625	d 14h:	678

pag. 919: „Ist s d. ... Evac. p ... 1 Temp. Inter. v. ... ~ 2 Int. s p Apparat s Evac. ... s p ... ~ 3 Temp. Int. ..."

pag. 921 Therm. Capill. calibriert, und Stweckgen corrigiert (Kohlrausch p. 68)
hierauf:
Apparat 6–8 Stunden lang bis über 300° im Sandbad erhitzt

		H_2	Luft	
235·6 – 201·4°	:	128	128	} Abkühlung in 182·7 sied. Anilin
163·6 – 124·0	:	224	219	} 100° sied. Wasser
63·0 – 21·2°	:	587	581	

pag. 921:
„Der Einfluss des Stiels, der bei Th. v dickem Stiel wohl bemerkbar, machte sich bei diesen Th. nicht geltend, die Zeiten blieben dieselben unabhängig davon wie tief das Gefäß eingetaucht wurde"
Sagt pag. 928: „Der Wasserwert des Th. ohne K. s. W. = [illegible] entspr. 1/2 Gr. ; pe[illegible]
Wärmekapazität $c_0 = 0{\cdot}15663$ [illegible]"

Ann. Bd 19 pg. 649
Winkelmann: [illegible] temp.
Methode: Glas Apparat [illegible] Form
Wenn dasselbe Thermometer bei T und τ in H_2 und Luft in ein Gefäß mit Rad. R_1 abgekühlt wird

$$C_\tau v_1 = k_\tau f(r, R_1) + \sigma_\tau \varphi(r) \qquad C_\tau v_2 = k_\tau f(r, R_2) + \sigma_\tau \varphi(r)$$

$$C_T V_1 = k_T f(r, R_1) + \sigma_T \varphi(r) \qquad C_T V_2 = k_T f(r, R_2) + \sigma_T \varphi(r)$$

Woraus ohne Kenntnis der Dimensionen folgt:

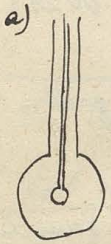
$$A = \frac{k_T}{k_\tau} = \frac{C_T (V_1 - V_2)}{C_\tau (v_1 - v_2)}$$

Desto genauer je verschiedener R_1 und R_2 sind und je kleiner σ ist, [daher auch Theorie verwickelt]

Diese Methode konnte aber die Fosto nicht angewendet werden, da zu große Fehler infolge Strömung und da Abhängig bei H zu rasch; daher bleibt es bei Winkelmanns früherer Methode, welche Gleichheit von φ für Luft und H_2 voraussetzt.

Apparate: (ungefähre Dimensionen)

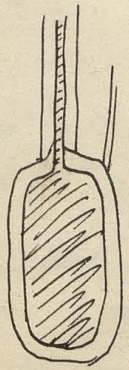
a)



	I	II	III
P_{Hg}	3.8	3.9	2.6
r	0.46	0.45	0.43
R_1	2.98	3.00	2.98
R_2	0.70	0.90	0.73
λ	18.00	19.00	19.00
$P =$	0.67	0.73	0.73
ρ = innerer Stiel	0.09		
äußerer	0.4		
äußere Wanddicke	0.03		
Sonst Querschnitt	0.1		
oder Radius	0.32	0.28	0.21
	Dicke Stiele		massiv

c). Winkelmanns Fosto: IV $r = 1.6$, $R = 2.1$

d).



	V	VI
r	0.8	0.94
R	1.45	1.6
h	5.0	5.4
H	7.0	7.2

Es folgen:

	für Luft: unversilbert	versilbert	für Luft und H_2: nicht ver.	versilbert	
App. I	0·00227	189	162	138	Mittel = 0·00166
II	128	170	174	184	
III		148		137	
IV	0·00243				0·00243
V	250				
VI	236				

Der Unterschied rührt her in der Gleichung welche bei I – III von viel größerem und unregelmäßigem Einfluss ist.

Ihre Existenz beweist es theoretisch (und dann auch durch folgende Versuche (da der Stiel sich rasche abkühlen muss)

I) Abkühlg. ist anfangs (nach) kleiner als später:

	18·6 – 16·6	8·6
IR, bis 25° erwärmt:	0001453	... 0001512

Wenn dagegen bis 50° erwärmt, so Unterschied nicht mehr merklich 1594 – 1599

Dagegen war es für Apparate IV – VI gleichgültig wie hoch sie anfangs erwärmt wurden.

Noch auffallender bei versilberter Kugel:

erwärmt bis 25°: Abkühlungszeit von 18·6 – 8·6 : 346
50°: " " " : 217·5 } !!!

Ebenso Apparat III R, : versilbert

25°: 335
50°: 313

$\frac{208 \cdot 166}{243}$

208
1248
1248
34528 : 243 = 142
1023
51

W. sieht daher nur die Resultate IV–VI als massgebend an

Daraus folgt unter Annahme von Gleichheit für Luft: 0·00208

[und Voraussetzg. der Constanz von c_{eff}: 0·00231]

Wenn dagegen wie eine Differenz in γ wäre von 0·00020, so würde folgen:

Luft : 0·00232
H_2 0·00212

Der Unterschied gegen seinen früheren Wert 0·00277 rührt u. darin, dass dort wahrscheinlich das Wasser nicht die angenommene Siedetemperatur hatte

Analoge Versuche für CO_2

Bemerkungen betreffs der absoluten Werte:

Wüllner bemerkt dass O E Meyer's theor. Wert 0·0000482 für 20° gilt
dagegen 452 für 0°

Relative Werte: berechnet von:

	O E Meyer	Wüllner	K & W.	beobachtet Winkelmann	Stefan
Stickoxydul	0·864	0·693		0·691	0·665
Äthylen	1·102	0·843		0·788	0·762
CO_2	0·827	0·697	0·588	0·604 (für 7·8)	0·642

↑ ungenau weil für an den Temperaturen geltige Werte benutzt wurde

γ 6690

„Bei γ – nur 2 Stellen ~ 6 1/2 % zu hoch" „Aus c_p von cal/cm³"

(tiefer liegender Grund: dass der Exp. d. Clausius n. = Exp. d. prop. Energie)

Wiedem. Ann. p. 68

Winkelmann [illegible] Verbesserungen.

Methode von Christiansen

Obere Platte durch Wasserdampf gleichmässig erwärmt, untere durch kalten Wasserstrahl abgekühlt.

Plattendurchmesser 14·375 cm

Dicke 0·922 ; 2·269 cm

Abstände (mittels Glasstäbchen 1–2 mm²) 0·0474 cm

0·1026 cm

Temp. Messung mittels Thermometer

Berechnung I) Mittels Elimination der äusseren Wärmeleitung h aus Messungen mit verschiedenem Plattenabstand

I a). Nachdem die mittlere Platte umgelegt war, wenn man annimmt dass sie etwas gewölbt war

II) Platten neu abgeschliffen und Umdrehen des ganzen Platten-Systems (ebenfalls 2 Distanzen)

III) Nach directer Bestimmung von h mittels Abkühlung von Platten in freier Luft.

Resultate: Luft

	I	I a	II	III
Nr.	168	149	169	180
Nr.	267	244	304	232
Mittel	223	204	252	206

Jedesmal 4 Werthe (verschiedene Combination der Messungen behufs Berechnung)

CO_2:

I und Ia 263 / 406 / 343

II 288 / 537 / 430

} dabei das Verhältnis $\frac{CO_2}{Luft}$ = 164 / 177 / 170

III 313 / 411 / 366

H_2 (nur bei größerem Plattenabstand) (ohne verschied. Plattendicke)

$\alpha = 100247$

III 199 / 222 / 206

Die dabei durchgeführten Versuche III ergeben ein verschiedenes α für horizontale und vertikale Platten, wächst rasch als proportional der Temp. differenz; Exponent bei horiz. ca 1·123, vertic. 1·181 } sehr ungefähr

Wied. Ann 40 p. 697

Lichtbom [illegible] temp.

Nachdem bisherige Versuche sehr unbefriedigend, wurde nach Winkelmann's I Methode die Untersuchung wiederholt, Jenaer Glas, daher etwaige Thermometerfehler ausgeschlossen.

r_1 = ca 1 cm

App.	Hg l'	[illegible] Ths zu	r o L wol e zu	R o L
I	5.19 g	1 cm	1 cm	3 mm
II	5.37	0.5	0.5	3
III	6.02	1	2.5	2.5
IV	5.95	0.5	2	2.5
V	5.40	0.25	2	2.5

ϑ = temp. o Radio
τ_0 = e ersten Ablesung
τ = Mittel temp. für welche v log e gilt

(ϑ 4 5 8)
(V H 4 15)

Luft

Apparat	p	ϑ	τ_0	τ	v log e	Σt = ladung
I	3 mm	99.72	119.14	107.28	0.002652	876.11
	3 "	0.0	20.0	7.88	1679	1328.26
II	9.5	99.71	119.86	107.69	0.003093	710.31
	20	99.71	"	"	3100	708.61
	9.5	0	20.36	8.05	2008	1083.55
	20	0	"	"	2004	1085.60
III	4	99.71	120.52	107.95	2427	874.46
	8	99.83	"	"	2421	880.43
	4	0	19.73	8.07	1475	1264.04
	8	0	"	"	1475	1271.30

IV	4	99.78	120.97	108.23	0.00 2850	722.90
	8	"	"	"	2870	717.76
	4	0	20.06	8.26	1823	1218.80
	8	"	"	"	1826	1215.50
V	3	99.72	120.25	107.82	0.003848	558.88
	3	0	20.17	7.92	2513	879.91

182

Wasserstoff

I	48			106.82	0.009092	144.12
	48			8.32	6944	321.05
II	52			107.36	0.011518	
	26			"	11583	
	52			7.92	8912	
	~~50~~ 50			"	8922	
III	40			107.74	0.008611	
	70			"	8626	
	40			7.85	6543	
	70			"	6550	
IV	40			107.75	0.011058	
	70			"	11148	
	40			7.75	8641	
	70			"	8669	
V	48			108.12	0.015874	
	48			7.66	12372	

App.	p	τ	CO_2 vlg.	Äthylen			
I	0:10	108·0	0·002340	II	10	108·55	0·002977
		8·05	1358		5	"	2978
II	5	108·78	2641		10	7·94	1699
		8·19	1556		5	"	1697
III	4	108·27	2301	III	10	100·25	2463
		7·90	1297		5	"	2465
IV	4	108·33	2726		10	9·21	1348
		8·05	1605		5	"	1349
V	4	108·10	3361	I	10	107·93	2595
		7·81	1945		5	"	2655
					10	7·86	1470
					5	"	1474
				V	10	108·17	3730
					10	7·81	2098

Berechnung nach der Formel:

$$A = \frac{k_\tau}{k_T} = \frac{v_{v,T} - v_{e,T}}{v_{v,\tau} - v_{e,\tau}}$$ für Luft und H_2

Analog: $$B = \frac{v_{vT} - v_{kT}}{v_{v\tau} - v_{k\tau}}$$ für CO_2: Indem somit $C_{CO_2} = B + (A - B)m$

$$m = \frac{k_H}{k_{CO_2}} = 10{\cdot}485$$

Ebenso für C_2H_4: $m = 8{\cdot}03$

Daraus folgen:

	Luft, H_2	CO_2	C_2H_4
I	0·002133	0·003517	0·004649
II	2095	3508	4797
III	2072	4013	4850
IV	1903	3748	—
V	2021	3884	4562
Mittel	2045	3722	4714

Natürlich beruht die ganze Berechnung wieder auf der Voraussetzung, dass H_2 und Luft gleiche Temp. Coeff. haben.

183

Die zweite von Winkelmann versuchte Methode, unter Benützung der Wasserwerte ist nicht anwendbar, da die Wasserwerte zu unsicher bestimmbar sind [entgegen Wüllner p. 347] und da die Elasticität zu groß ist [beträgt rd. $\frac{1}{6}$ der Stahlfeder]; letztere hat aber jedenfalls eine andere Temperaturabhängigkeit als die Stahlfeder.

Folgt sehr interessante Kritik der Schleiermacher'schen Versuche, welche durch die Existenz des Temperatursprunges vollständig hinfällig gemacht wird.

Er meint Schleiermachers Einwand betreffs Zurückbleibens der Thermometer sei nicht stichhaltig, da V und III dieselben Werthe ergeben.

An den schließlichen Werthen müssen noch Correctionen angebracht werden wegen Veränderlichkeit der sp. W. des Hg und Glases, dadurch wird

Luft: 0·00199
H_2:
CO_2: 0·00367
C_2H_4: 0·00445

Wied. Ann. 44 p. 177

Winkelmann 8 vs 5 p 10

I	III		V	VI
$2r_1 = 10$ mm	$2r_1 = 7$	} cylinder	$2r_1 = 10$	$2r = 10$
$\lambda = 45$ "	$l = 16$		$\lambda = 28$	$\lambda = 35$
$2\rho = 1.7$ "	$\lambda = 35$		$2\rho = 2$	$2\rho = 2.1$
$2R_1 = 28$ "	$2\rho = 1.7$		$2R = 29$	$2R = 16$
$2R_2 = 16$ " (ausgeschmolzen)	$2R_1 = 30$, $2R_2 = 13$	} Cylinder		

Einfluss des Druckes; dabei wurde zum ersten Mal die Verschiebung des Eispunktes in folge Druckverminderung berücksichtigt

VI. Apparat 5:

p	Σt	ohne	vloge mit Correctur	Apparat Zeit in Eis
50 mm	618.1	0.002519	2519	+0.84
105	617.9	2520	2522	85
250	619.8	2512	2520	88
500	621.8	2507	2524	93

Also innerhalb sehr weiter Druckgrenzen constant

Ebenso ist auch die Tiefe des Eintauchens gleichgültig, falls die Thermometerangaben berücksichtigt werden.

Berechnung wie in Winkelm 19, p 649
durch Combination von 4 Beobachtungen (Luft, H_2
Schliesslich Resultate bestimmt aus

	Apparat I_{12}	III_{12}	Mittel	VIII_2	VI_2
Luft	0.00206	0.00174	0.00190	0.00166	0.00178
H_2	185	164	175	146	188
CO_2	442	360	401	379	424

Es zeigt sich also ein constanter Unterschied zwischen I und III, welcher nicht in Beobachtungsfehlern zu suchen ist. Vielleicht waren doch Calibrefehler in den Thermometern vorhanden. Wenn z.B. bei CO_2 in jeder der 4 Beobachtungen ein Fehler von nur 0.2 % angenommen wird, so dass sie sämmtlich in demselben Sinne wirken, so würde das schon

$\alpha = 360$ in $\alpha = 390$ verwandeln (!!)

Drucke waren immer ziemlich gross (Luft 100–25 mm
H_2 100–200 mm
CO_2 10–43 —
Partialdruck = Σt

Temperaturen ca 20–8° in Eis
119–109° in 100°

CO_2 Beobachtungsmaterial:

Apparat	I_1	I_1	I_1			
	(2051.5)	(2037.0)	(1033.1)	(1015.9) ~~1991.9~~	(1026.1)	(1028.8)
Druck	19	40	40	10	40	40
Temp.	78.2	78.2	78.2	107.64	107.72	107.74
v Lge	0.001087	1096 (1090)	1096	2178	2176 ~~1026.1~~ 2178	~~1028.8~~ 2177
III_1	19 (1799.4)	40 (1791.7)	40 (1799.3)	10 (1006.8)	40 (1015.7)	40 (1021.4)
	78.98	—		107.15	107.23	107.26
	0.001213 (1208)	1217	1212	2366	2363	2361

V	19	40	10	10	19
	7·90	–	–	107·02	107·12
	0·001205 (1830·5)	1207 (1828·4) 1200	1202 (1836·3)	2336 (1023·4) 2343	2341 (1035·0)
I_2	43	43	19		
	7·49	107·45	107·49		
	0·001647 (1421·0)	2983 (755·8)	2984 (760·4)		
III_2	43	43	19		
	8·19	107·20	107·20		
	0·001875 (1132·3) 1865	3262 (917·7) 3268	3265 (718·3)		
$H_2 : I_1$	200	20	200	III_1 200	200	100
	7·40	107·23	107·27	7·70	106·50	106·86
	0·006518 (496·2)	8765 (362·46) 8770	8765 (364·92)	7058 (437·90) 4	9262 (388·18) 9283	9264 (377·5)
V	100	200	100	200	200	
	7·51	7·51	106·68	106·76	106·66	
	7038 (451·4)	7064 (449·76)	9364 (374·42)	9392 (378·7)	9364 (375·05)	
I_2	100	200	200	200		
	7·55	7·55	107·03	107·00		
	0·001207 (141·92) 1206	1205 (142·21)	1541 (118·52) 1543	1539 (118·54)		
III_2	100	200	200			
	7·42	7·42	106·90			
	1396 (125·26) 1396	1397 (125·14)	1742 (108·55) 1744			

Luft:

I_1	100	100	50	III_1	100	100	50
	7.82	107.32	107.37		7.98	107.49	107.45
	0.001421 1418	2448 2453	2459		1337.7 rd. 1577	1582	2674 2672 / 2671
	1568.7	915.9	918.3 ~~1337.7~~			~~838.5~~ 838.5 ~~1404.0~~	828.0 ~~900.0~~

V	100	100	40	40
	7.90	107.00	106.88	106.87
	1572 1568 1404.0 ~~881.8~~	2658 (900.0	2663 2666 (881.8	2658 (881.0

auf 107.5 7.5

I_2	25	100	50	100
	7.51	7.51	107.84	107.79
	2313 2314 1011.8	2316 1010.4	3559 3549 616.4	3548 623.7

III_2	25	100	100
	8.15	8.15	107.24
	2648 2643 806.6	2654 806.6	3938 3941 603.5

Dabei aber zuerst Correction anzubringen da C_{100} von C_0 verschieden

$\frac{C_{100}}{C_0} = 0.984$ Bei einem analogen Thermometer wurde nämlich gefunden:

$P_{Hg} = 5.478 \times 0.0333$ $\quad 0.0333 \cdot 0.977$ s. Ausdehnungscoeff. Hg in Glas $= 0.03157$

$P_{Glas} = 0.602$

$\underbrace{0.177}_{\text{für } 0°}$ $\quad \underbrace{0.183}_{\text{für } 100°}$

$C = 0.2575$ $\quad 0.2617$

Bestimmung der absoluten Werte mittels Apparates analog wie das frühere Metallapp. aber ~~Thermost~~ kein Kautschuk innen

	II	I	III	
$r =$	1·4050		1·9038	
$R =$	1·7505	cca 2·4	2·2590	cca 27
$h =$	6·3160		6·3066	
$H =$	7·0070	cca 9	7·0170	cca 9

$P = 331·48$

$c_{675} = 0·0913$ (Röde) } daraus $W_{II} = 30·264$ W_I fast genau gleich 0·036 % Spl.

Innen vergoldet; Verbindung = dünnwandiges Glasrohr (D = 1 cm)

Stromelement: Cu 0·2 mm
Neusilber 0·3 mm } do

Resultate:

Luft

I	$p =$ 9·2	9·2	40·9	–	–		
	$v_{1/2} =$ $0·0_3$1157	1152	1146	1151	1146	1150	$\tau =$ 6·76
II	$p =$ 9·2	–	–	40·9			
	$0·0_3$2077	2072	2083	2070	2078	2076	6·36

H_2:

I	$p =$ 150	75	–	–	–		
	$0·0_3$·6601	$0·0_3$6596	6564	6620	6595	6595	6·75
II	$p =$ 75	150					
	$0·0_2$13135	12963	12723			12940	6·19

Nach Reduction auf 6·75 folgt

	Luft	H_2
Apparat I	$0{\cdot}0_3 1150$	$0{\cdot}0_3 6595$
II	$0{\cdot}0_3 2078$	$0{\cdot}0_2 12954$

$\frac{r}{l} = 6{\cdot}854$

$l = 0{\cdot}04552$

$r = 0{\cdot}0_3 3785$

Berechnung: Verhältnis der k_e zu k_v lässt sich ohne Kenntnis der Dimensionen bestimmen: $\frac{w}{l} = \frac{V_2 - V_1}{v_2 - v_1} = n$

Daraus dann, sobald die Dimension eines Apparates bekannt sind:

$$l = \frac{(V_2 - v_2)}{(n-1)} \frac{W}{f_2} \qquad f_2 = \frac{(h-2r)2r}{\log \frac{R_2(r+h)}{r(3R_2+h-2r)}}$$

Die thermoelectr. Beobachtungen waren aber sehr unsicher wegen variabler Ruhelage des Galvanom., Differenzen bis 1%, daher auch direkte Messung mit Thermometer

Thermometer: $2r = 0{\cdot}6$ cm

$l = 1{\cdot}5$

$2\rho = 0{\cdot}15$ ← um die Elasticity abzugleichen

$\lambda = 5{\cdot}0$ cm

$r \sim \rho = 6$ mm

$P = 324{\cdot}63$ gr (Cu 2 SiCu) Cylinder } II $\quad W_{II} = 30{\cdot}426$ [davon $W = 0{\cdot}156$ für Thermometer]

P_{Hg} eingefüllt $= 18{\cdot}97$

$W_{IV} = 56{\cdot}869 \qquad W_{III}\ 56{\cdot}849$

Wie groß ist der Fehler infolge Ungleichmäßigkeit der Temp. innerhalb der Thermom. kugel?

$$-cs\, r^2 \frac{\partial \theta}{\partial t} = k \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r}\right) \qquad r\theta = \sum_\alpha A_\alpha e^{-\alpha t \pm r\sqrt{\frac{cs}{k}\alpha}}$$

$$-\frac{cs}{k}\frac{\partial (r\theta)}{\partial t} = \frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\theta) \qquad M = \frac{\int_0^2 r^2\theta\, dr}{\int r^2 dr} = \frac{e^{-\alpha t}}{\frac{r^3}{3}} A \underbrace{\int_0^r r\, e^{\pm\beta r} dr}$$

$$r\theta = e^{-\alpha t \pm \beta r}$$

$$+\frac{cs}{k}\alpha = \beta^2$$

$$\pm r \frac{e^{\pm\beta r}}{\beta}\Big|_0^r \mp \frac{1}{\beta}\int e^{\pm\beta r} dr$$

$$= \frac{3e^{-\alpha t}}{\beta r^3}\left[\pm r e^{\pm\beta r} \mp \frac{1 - e^{\pm\beta r}}{\beta}\right]$$

$$= \mp \frac{3e^{-\alpha t}}{\beta^2 r^3}\left[1 - (1+\beta r)e^{-\beta r}\right]$$

Zur Zeit $t=0$: $\theta = \theta_0$

$$r\theta_0 = \sum_\alpha A_\alpha e^{r\sqrt{\frac{cs}{k}\alpha}} \qquad A + D = 0$$

$r=0$: $\quad 0 = \sum A$

$$\theta_0 = \sum_\alpha A_\alpha \frac{e^{r_1\sqrt{\frac{cs}{k}\alpha}}}{r_1}$$

Sonst:

$$k\left(\frac{\partial \theta}{\partial r}\right)_r = h\,\theta_r$$

$$k\, e^{-\alpha t + \beta r}\left(\beta - \frac{1}{r}\right) = h\, e^{-\alpha t + \beta r}$$

$$\sum_\alpha e^{-\alpha t + \beta r} A_\alpha \left[k\left(\beta - \frac{1}{r}\right) - h\right] = 0$$

für beliebige t

daher jedes Glied für sich

$$\cancel{k\left(\beta - \frac{1}{r_1}\right) = h \qquad \beta = \frac{1}{r_1} + \frac{h}{k}}$$

Richtiger:

$$k\left[A e^{\beta r}\left(\beta - \frac{1}{r}\right) - B e^{-\beta r}\left(\beta + \frac{1}{r}\right)\right] = h\left[A e^{\beta r} - B e^{-\beta r}\right]$$

Somit: $r\theta = e^{-\alpha t} A \left(e^{\beta r} - e^{-\beta r}\right)$

$$e^{\beta r} = 1 + \beta r + \frac{\beta^2 r^2}{2} + \frac{\beta^3 r^3}{3!} + \cdots$$

$$e^{-\beta r} = 1 - \beta r + \frac{\beta^2 r^2}{2} - \cdots$$

$$\theta_0 = \sum A \frac{e^{\beta r} - e^{-\beta r}}{r}$$

$$= \sum A\, 2\beta \left[1 + \frac{\beta^2 r^2}{3!} + \frac{\beta^4 r^4}{5!} + \cdots\right] \quad 2\left[\beta r + \frac{\beta^3 r^3}{3!} + \right]$$

Jedenfalls muss (für $r=0$): $\theta_0 = \sum 2\beta A$

Sonst:

$$\kappa \left(\frac{\partial \theta}{\partial r}\right)_r = h\, \theta_r$$

$$\kappa \sum A e^{-\alpha t} \left[\frac{e^{\beta r}}{r}\left(\beta - \frac{1}{r}\right) - \frac{e^{-\beta r}}{r}\left(-\beta - \frac{1}{r}\right)\right] = h \sum A e^{-\alpha t} \left[\frac{e^{\beta r}}{r} - \frac{e^{-\beta r}}{r}\right]$$

$$\sum A e^{-\alpha t} \left[\underbrace{e^{\beta r}\left(\kappa\beta - \frac{\kappa}{r} - h\right) + e^{-\beta r}\left(\kappa\beta + \frac{\kappa}{r} + h\right)}\right] = 0$$

Was für beliebige t nur möglich wenn für sich $= 0$

Beobachtungen:

Luft

I)	8	–	40	8		
Σt	8085	8094	8069	8088	8084	vlg a = 0·0₃ 1104
II).	40	–	8·7			
	4351.0	4353.5,	4356·5		4353·7	vlg a = 0·0₃ 2048
III).	10	–				
	11724	11751			11737	vlg a = 0·0₄ 7596
IV).	10	–	–			
	6127	6139	6121		6129	0·0₃ 14546

H_2

I).	28	38	–	78				
	1389·6	1387·0	1389·6	1382·9			1387·3	0·0₃ 6427
II).	38	40	90	–	–	160	–	–
	687·7	687·7	688·0	688·7	686·5	686·3	686·1	686·9
					Mittel = 687·2			0·0₂ 12973
III).	40	–	–	–	–			
	1875·3	1875·7	1867·4	1865·4	1870·5		1870·9	0·0₃ 47653
IV).	40							
	935·4	936·3	933·7	937·7	935·8		935·0	0·0₃ 95352

CO_2:

I).	2·1	2·8	–	6	–		
	11724	11760	11776	11702	11715	11735	$0·0_4 7597$
II).	6	–	–	16			
	6771	6795	6801	6764		6783	$0·0_3 13144$
III).	6	–					
	17904	17884				17894	$0·0_4 4982$
IV).	6						
	9701	9693				9697	$0·0_4 9194$

Aus I und II folgt $\frac{w}{l} = 6·934$ also $l = 0·0_4 550$, $v = 0·0_3 3811$

III IV $6·863$ $0·0_4 564$ $0·0_3 3869$

CO_2 { I II $\frac{k}{l} = 0·588$ $k = 0·0_4 323$

III IV $0·606$ $0·0_4 342$

Es ist aber noch eine Correction vorzunehmen da der Querschnitt des Verbindungsrohres von der wirksamen Fläche zu subtrahiren ist

Dann folgt:

	II	IV	Mittel ~~reduct~~ auf 6·1°	reduct auf 0°
Luft	$0·0_4 555$	568	561	555
H_2	$0·0_3 3849$	3896	3872	3829
CO_2	$0·0_4 326$	344	335	327

Probe der Berechnung: Die Stahlg. + Glasleitg. rückwärts bestimmt

$\alpha = \frac{C}{W} \log e =$ $0·0_4 205$ $0·0_4 204$ $0·0_4 232$ Apparat II

$0·0_5 764$ 746 842 IV

aus Luft H_2 CO_2

Bespricht die früher gefundenen Werthe (156) und verwirft sie als viel weniger genau (vD. Kautschukpropf nicht berücksichtigt)
bei H_2 überdies ist die Vermuthung von Silberromachen bestätigt gefunden worden, dass die einzige Abkühlung zu langsam war, (Differenzen bei Umrühren und nicht Umr.)

Wied. Ann. 54 p. 104 Kutta fi Th. o Stefan's Calorimeter
findet durch verbesserte Berechnung:

$571.5 \cdot 10^{-7}$ für Luft

Wied. Ann 48 p. 180
Winkelmann 5 ab Versuche!
Massive Kupferkugel innerhalb Messing Hohlkugel, alles vergoldet, durch Glasrohr verbunden, Thermometer dasselbe wie früher

$r = 2.5020$ cm $\quad P_{Cu} = 541.803$

$R = 2.8485$ " $\quad$ somit $W = 50.139$

$P_{Hg} = 15.517$ (in Ausbohrung)

$$f = 4\pi \frac{Rr}{R-r} - \frac{\varepsilon}{R-r} = 258.48 - \underbrace{\frac{0.594}{R-r}}_{1.71} = 256.77$$

Beobachtungen:

Luft:	$p = 17$	17	35	35 mm		
	6399	6409	6394	6395	6399	$0{\cdot}0_3\,1390$
H_2:	$p = 40$	—	—	42	80	
	982·8	986·5	985·8	983·6	985·0	983·9
						$0{\cdot}0_3\,9040$
CO_2:	$p = 6$	7	13	—		
	10079	10093	10060	10094	10081	
						$0{\cdot}0_4\,882$

alles in Temp. 6·1°

Bei Druck von 710 mm:

Luft	$0{\cdot}0_3\,1396$
H_2	9127
CO_2	893

n und m ~~wird~~ aus den frühern Beobachtungen herübergenommen

$n = \frac{3872}{561} = 6{\cdot}902$ } daraus folgt $l = 5827$, 5668 } Mittel 5747

$m = \frac{336}{561} = 0{\cdot}5971$

reduciert auf 0° = $0{\cdot}0_4\,5668$

Wied. Ann. 45 p. 298 Grätz [illegible]

Kritisirt die Berechnung der Störung zwischen den 2 Cylindern von Winkelmann

ebenso die Schlesinger'sche Methode wegen Verständnung

Ann 46 p. 323 Winkelm. [illegible]

Zeigt dass ~~M~~ Grätz's Resultate für d. Temp. Coeff. nicht mit den seinigen übereinstimmen, da in den alten verschiedene Fehler sind

und dass die Fehler in seiner eigenen Berechnung nur gering sind

Wied. Ann 1. p. 65

<u>Winkelmann</u> Temp. Coeff. [illegible] α / s H_2

Zeigt, dass vom Temp. Coeff. für H_2 und Luft nicht gleich ist, dass er [illegible]

[illegible]

folgt [illegible] Apparate I, III, [illegible] α [illegible]

, H_2: $0{\cdot}0_2 2865$ Luft: $0{\cdot}0_2 2680$

(Natürlich ist dies ganz werthlos, da die Versuche viel zu ungenau sind und zu viele Fehlerquellen.)

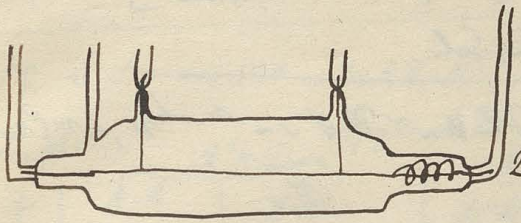
<u>Rankar</u> Sur la conductibilité des corps gazeux pour la chaleur

Bull. Ac. Roy de Belg. VIII p. 204-210, Fortschr. 84 p. 488

Behauptet dass man Clausius Studien direkt daraus ableiten könne, dass k unabhängig vom Drucke ist. Wird die Geschw. eines jeden Molecüls von 1 auf $1+\alpha$ vergrössert, so wird auch der Druck und Temp. im Verhältn. $(1+\alpha)^2$ vergrössert, k aber im Verh. $1+\alpha$ daher ~~[illegible]~~ wächst es wie $\sqrt{\theta}$, da es von p unabh. ist.

Wied. Ann. 34 p. 623

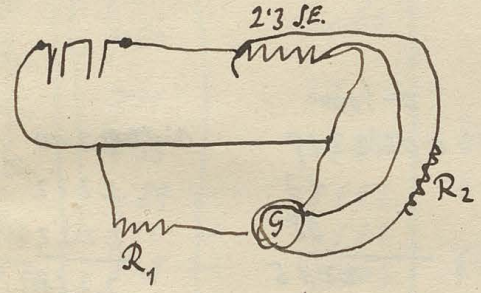
Schleiermacher



	I	II
r = Pfad	320	350 mm
$2p$ Schlitz	246·2	293·4
v_0	0·405	0·405
$2R$	0·3430 S.E.	0·3782
Δ Glas	24·2	15·6
	0·81	0·78

In einem Eisenblechkasten von 5 l Inhalt

Temperaturänderungen des Blechkastens durften auf 0·02° genau sein



Stromkreis I und II gehen in entgegengesetzt wirkende Rollen von G

I). Der schwachen Hauptstrom (ca 0·03 Amp) $\sim$ R_2 so Eb^e $\sim$ Null a G. = 0

II). Der starken (ca 8 Amp temp. N) $\sim$ I Eb$^e_{(R_1)}$ Strom $\sim$ ev. 9 p

Hilfe compens.

t = temp. ° vor d

t' " ce $\quad t - t' = \frac{(1+\alpha t')r}{\alpha R_1}$ $\quad$ Eb^e e Galvanom. a I = 280 SE

temp. & 226 .05

Galvanom: 0·1 Skalentheil = $7 \cdot 10^{-10}$ Amp. (stark astasirt, 5 sec. Schwing., d 2-3 Sch. n)

* $\sim$ Schl. a r $\sim$ ca 0·1 SE., pl. $\sim$ Schl. el Interp.

Inters. ° Hauptstr. s d ~ f Gals. 120 a 2 ~ 1 h a d s
[v Silberwolle umwickelt]

1 Versuch N 9 ros 2 Eb^e Gals. s g 2 Stu. Gals.

---

wo d s gs ~ S. 2 ~ a. cb ~ Pt d ~ ~ ~ h, ~ 2 h
s g d ~ ~ s?

Temp. Coeff.:
Die schwache Pt Strom. compensirte v R_2
dann Erhitzg. auf 100° s " R_1 s 120 h
Ebenso bei 50° (s i h)

	0–100°	0–50°		0–100°	
I	0·002218	2228	II	0·002219	0·002200
	22	27		17	2222
	18	19		08	2222
	2219	2225		2215	2218

Somit Mittelwert: $\alpha = 0{\cdot}002227 - 0{\cdot}0_6 1\, t$

Strahlungsbeob. S = s/h cm ~ gr. cal.

I $t' = 0$		I $t' = 98{\cdot}8$		II $t' = 0$		II $t' = 99{\cdot}3$	
t = 18·5	s = 0·00144	t = 117·1	0·001305	9·4	0·0109	110·3	251
32·5	296	129·4	629	14·8	166	126·5	702
44·6	396	139·0	776	19·2	232	146·6	1234
62·0	553	170·9	1338	25·4	306	199·3	3088
102·1	1054	216·2	2634	34·0	420		
174·9	2163			46·3	602		
				64·4	834		
				117·6	1799		
				161·2	2991		

[illegible] 200–200° [illegible], [illegible] [illegible]. [illegible] 16 [illegible]. od 10–15 [illegible] 6 stator. [illegible]. 191

[illegible] 120 [illegible] [illegible]

Luft: Apparat I

p	$t'=0$ $t-t'$	$\frac{L_0}{t-t'}$	$t'=99°$ $t-t'$	$\frac{L_{99}}{t-t'}$
680 (1)	6·53	0·002448		
365 (2)	6·86	2172		
190 (1)	7·43	2170		
91 (2)	7·01	2138		
46 (1)	7·50	2163		
22 (2)	7·11	2121		
11 (1)	7·55	2165	6·43	0·002822
—	4·89	2153	4·18	2826
10 (3)	6·14	2102	—	
5·2 (1)	8·48	2067	6·43	2622
—	5·85	2075	4·23	2623
—	4·00			
2·5 (1)	7·43	2071	—	—
—	4·84	1995	6·55	2603
1·2 (2)	7·20	1989	4·32	2572
—	4·66	1867	6·33	2427
0·3 (2)	7·80	1887	4·20	2396
0·07 (2)	15·7	1344	—	—
		497	—	—

[illegible] H_2 [illegible] (1) [illegible]
[illegible]

H_2 Apparat I

p	$L_0/t-t'$	$L_{99}/t-t'$
181 ①	0·01503	0·01972
–	1540	–
43 ①	1458	1891
–	1480	1897
40 ②	1565	2028
–	1600	2013
34 ③	1513	1957
–	1550	2011
10 ①	1292	1657
–	1301	–
8·5 ②	1473	1871
–	1488	1841

Apparat II

215 ①	0·01987	0·02609
–	1989 (1995)	2618
214 ②	2004	2587
–	2006	–
41 ①	1941	2513
–	1935 (1922)	2371
40 ②	1907	2438
–	1906	2439
7·2 ②	1629	2009
–	1626 (1660)	2037
68 ①	1685	2017
–	1700	2046

CO_2 I

46 ①	0·001289	
–	1290	
15 ③	1275	
–	1272	
5 ②	1248	0·001914
–	1243	1934
2·6 ①	1236	1892
–	1239	1918

II

13 ①	0·001580	
–	1581	
5 ②	1549	0·002369
–	1553	2298
2·5 ①	1510	384
–	1521	402

Luft Apparat II

35 ①	0·002682	
–	2702	
10 ②	2625	0·003291
–	2639	3320
5 ③	2572	3241
–	2585	3278
–	2604	–

II

2·5 ②	2476	3140
–	2488	3157
	2518	–
1·2 ①	2321	–
–	2349	–

Mittelwerte:	Luft	H_2	CO_2	
I	0·002137	0·01557	0·001242	
II	2630	1922	1533	somit

k_0:

I	0·0000565	0·000411	0·0000328
II	559	409	326
Mittel:	562	410	327

für die Temperaturcoefficienten folgt:

Apparat I

p	Luft	H_2		CO_2	
11 (1)	0·00318	181 (1)	0·00315	5 (1)	0·00539
—	316	43 (1)	300	—	568
5·2 (2)	271	—	285	2·6 (1)	537
—	268	40 (2)	299	—	553
2·6 (1)	308	34 (3)	261		
—	296	—	296		549
1·2 (2)	303	10 (1)	300		
—	286	8·5 (2)	277		
		—	273		
Mittel	296		240		
			285		

Apparat II

10 (1)	256	215 (1)	316	5 (1)	534
—	260	—	319	—	485
5 (3)	263	214 (2)	294	2·5 (1)	584
—	271	41 (1)	298	—	584
2·6 (2)	271	—	220		
—	272	40 (2)	281		547
		—	283		
	266	7·2 (2)	236		
			256		
		6·8 (1)	200		
		—	206		
			265		
Also im Mittel:	281		275		548

Für die Drahtenden hat Thomson Proc. R. S. 37 p 187. 1884 eine Formel gerechnet, diese hier nicht angewendet

Erschütterungen ohne Einfluss

Die Zahlen für A sind um 0.5 % vergrössert angegeben, wegen Temp. unterschied an den Oberflächen der Glasbälle.

Bemerkungen über Winkelmann's Arbeiten (nur die ältern)

Theoretische Bemerkungen:

Obermayer fand für $\mu =$	$0.0_2 279$	Luft	Schumann $0.0_2 364$
	$0.0_2 257$	H_2	
	$0.0_2 348$	CO_2	$0.0_2 388$

Die Werte Obermayer's stimmen mit obigen überein, auch für CO_2 wenn noch berücks., dass $\frac{c_{100}}{c_0}$ von Wüllner bestimmt wurde, dann ergibt sich theoretisch

$0.0_2 511$ $\quad$ $0.0_2 560$ für γ

Zusammenstellung der beobachteten k_0, η_0 nach Obermayer, c_0 nach Regn, Wied. und Röntg.

	k_0	η_0	c_0	$\frac{k_0}{\eta_0 c_0}$	relat. k theor.	relat. k ber.
Luft	$0.0_4 562$	$0.0_3 1678$	0.16902	1.982	1	1
H_2	$0.0_3 410$	861	2.461	1.935	7.47	7.30
CO_2	$0.0_4 327$	1383	0.14886	1.589	0.726	0.581

Nachdem $\frac{k_0}{\eta_0 c_0}$ für verschiedene Gase verschieden ist, können die bisherigen Berechnungen von Regn, Röntg. etc. nicht genügen.

Ad Winkelm. 48 p. 180

Wenn Glasröhre massiv wäre so würde die Glasleitung = $\frac{1}{5}$ des ganzen Wärmeverlustes betragen $0{\cdot}594 : 3{\cdot}14 = 0{\cdot}189$ $\sqrt{0{\cdot}189} = 0{\cdot}435 = r$ $2r = 0{\cdot}87$ cm

280
29

290 : 83

Wenn man die Dicke der Glasröhre annimmt zu 0·5 mm (wahrscheinlich größer)

so wird der Querschnitt: $\frac{0{\cdot}087}{2} \cdot 3{\cdot}14 = 87 \cdot 157$

435
609

$0{\cdot}1366 =$ ~~[illegible] des Wertes~~

Somit Glasleitung = 5%

dazu kommt Thermometerstiel

$\frac{0{\cdot}15^2}{4} \cdot 3{\cdot}14 = {\cdot}028$

628
1570
7065 : 4 = 0·1766

0·1366
0·1766
0·155 = $\frac{1}{4}$ des ganzen Querschnittes

Andererseits hätte zu W noch der Wasserwert des unten eingesteckten Stückes der Glasröhre hinzugefügt werden sollen.

Bei directer Berechnung aus den angegebenen Werten für W und v lg c, ergibt sich folgt $k_{6{\cdot}1} = 0{\cdot}0_4 6 06$ somit ~~[illegible]~~ würde die Differenz $\frac{3}{60}$ = 5% thatsächlich gegen $k = 0{\cdot}0_4 575$

auf die Glasleitung entfallen, wenn Stahlg = 0 angenommen

$$r\theta = A_0 + A_1 e^{-\alpha_1 t + \beta_1 r} + A_2 e^{-\alpha_2 t + \beta_2 r} + \cdots$$

$$+ B_1 e^{-\alpha_1 t - \beta_1 r} + B_2 e^{-\alpha_2 t - \beta_2 r} + \cdots$$

$$\frac{cs}{k} \sum A\alpha\, e^{-\alpha t + \beta r} + \sum B\alpha\, e^{-\alpha t + \beta r} = \sum \beta^2 A e^{-\alpha t + \beta r} + \sum \beta^2 B$$

$$\frac{cs}{k}\alpha = \beta^2$$

$$\theta_0 = \frac{1}{r} \sum A e^{\beta r} + B e^{-\beta r} + \frac{A_0}{r}$$

für $r=0$: $\theta_0 = \frac{\sum (A+B)}{r} + \frac{A_0}{r} + \sum \beta (A-B) + \frac{\beta^2 r}{2!} \sum (A+B) + \cdots$

Somit jedenfalls: $\cancel{\sum (A+B)_n = 0}$ und $\cancel{\sum A+1}$

$\cancel{\sum (A-B) = \theta_0}$ $\cancel{\sum \beta_n (A-B)_n = 0}$

$$A_0 + \sum (A+B) = 0$$

$$\sum \beta (A-B) = \theta_0$$

zB. Spezialfall: $-A = B = \frac{\theta_0}{2\beta}$ $\quad A_0 = -\frac{\theta_0}{\beta}$

$$\theta = -\frac{\theta_0}{\beta r} + \frac{\theta_0}{2\beta r} e^{-\alpha t} \left(e^{\beta r} + e^{-\beta r}\right)$$

Wied. Ann. 4 p. 321

Wüllner [illegible] c [illegible] Vol. [illegible]

Meyer nimmt η für 20°, c von Regnault für 200–150°

	η Obermayer η_0	η_{100}	c Wüllner (bei const Vol.) c_0	c_{100}
Luft	0.0001678	2136	0.16902	0.16930
CO	1625	2047	0.17289	0.17395
CO_2	1383	1859	0.14886 (L)	0.16730 (R)
N Oxydul	1353	1815	0.15130	0.17384
C_2H_4	922	1244	0.27007	0.35366
NH_4	—	—	0.38026	0.41635

Somit $k = \eta c \cdot 1.53$

	k_0	Wink.	k_{100}	Wink.	$\frac{k_{100}}{k_0}$ ber	Wink.
Luft	0.00000434	513	0.00000553	653	1.2747	1.2770
CO	430	499	545	—	1.2674	—
CO_2	315	305	476	466	1.5106	1.5200
N Oxydul	313	350	483	506	1.5413	1.4468
C_2H_4	381	395	673	636	1.7668	1.6110
NH_4	—	458	—	709	—	1.5475

Siehe auch ~~Wüllner~~ Winkelm. 19 p. 687

Einfluss der Temperaturdifferenz innerhalb Thermometer etc.

$$\left[\sqrt[3]{\frac{0.602}{2.6} + \frac{5.478}{13.6}} - \sqrt[3]{\frac{5.478}{13.6}}\right]\sqrt[3]{\frac{3}{4\pi}} =$$

$$= \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi}}\ \sqrt[3]{\frac{5.478}{13.6}}\left[\left(1 + \frac{0.602}{2.6}\,\frac{13.6}{5.478}\right)^{\frac{1}{3}} - 1\right]$$

13354	41497	73862	77960	40279
77960	73862	43354	41497	23154
91314	15359	2.60508-3	2.36463 - 3	63433
1		0.86836-1	8	2.80231
		n_1 0.85922		0.93410
		n_2 0.73852		
		0.12070		

0.622089

0.211030 = $\log \sqrt[3]{\frac{4\pi}{3}}$

0.08171-1
- 021103
0.87068-2 ‖ δ = 0.074247

0.86836-1
- 21103
0.65733 n = 0.4543

Somit ~~[illegible]~~ Dicke des Thermometerglases = 0.74 mm

Wenn man Dicke der äusseren Glashülle zu 1 mm annimmt

so wird die wirksame Temperaturdifferenz bei stationärem Strome

um $\frac{1.74}{3.35}$ für Luft = 1.6 % $\frac{1.74}{3.5}$ für H_2 = 11.6 % in Apparat I_2 und III_2

$\frac{1.74}{9.35}$ Luft $\frac{1.74}{9.5}$ H_2 für I_1

$= 0.5\,\%$ $= 2.8\,\%$

$\frac{1.74}{115.35}$ Luft $\frac{1.74}{115.5}$ H_2 für III_1

$= 0.4\,\%$ $= 2.6\,\%$

alles im Verhältnis 1:2 größer für 100°

Genaue Durchführung der Berechnung für Apparat III

Nach den Formeln in meiner Abhandlung

$\frac{\Delta r}{r} = \frac{0.74}{3.5} = \frac{148}{7} = 0.21$ $\quad k' = 0.002$ $\quad C = 0.26$ (angefüllt)

$k'' = 0.02$

$\frac{\Delta R_1}{R_1} = \frac{1}{15} = 0.067$ $\quad \log\frac{\theta}{\theta_1} = \log\frac{20}{8} = 0.39794$ (60206 / 23026)

$e^{\log\frac{\theta}{\theta_1}} = 0.92$

$\frac{\Delta R_2}{R_2} = \frac{1}{6.5} = 0.15$ $\quad \frac{0.26 \cdot 0.92}{2 \cdot 15.314} = 0.00254$ $\quad$ (184 / 552 / 2392 : 94 = 25 / 42)

$\left[\frac{0.28}{0.002} + \frac{1}{0.04}\right]_{=1}$ $\quad \left[\frac{0.36}{0.002} + \frac{1}{0.04}\right]_{=2}$

$\frac{140}{2} = 142$ $\quad \frac{180}{2} = 182$

$C \log\frac{\theta}{\theta_1} = \frac{0.26 \cdot 0.92}{234}$ (52 / 0.2392)

$0.0254 \cdot 142$ (102 / 51) $\quad 0.0254 \cdot 182$ (203 / 5)

$Corr._1 = 4.07$ sec. $\quad Corr._2 = 4.62$ sec.

Damit ergibt sich Σt im Mittel:

	1		2	
	0·000074928	100 12060	0	100
Luft	1334·6	829·2	800·5	598·9
	23052	26399	12492	16697
H_2	433·8	378·8	120·6	104·0
			82918	0·00096155
CO_2	1792·2	1127·7	1010·5	713·4
	55796	88676	98962	14017

63729	57841	08135	01703
35271	42159	91865	98297
25339	05219	00453	85333
74661	94781	99547	14667
12535	91896	90336	77735
87465	08134	09664	22265

$\frac{R_1}{\rho} = 30 : 1·7$

$\frac{R_2}{\rho} = \frac{13}{1·7}$

47712
23045
124667

11394
23045
088349 .23
1767
2650
2032

$\frac{0·0000057}{2·30 \cdot 1·24} = 0·0000200 \,|\, 0·0000288$

0000088

00002888 3'80 : 10

248
272
285

371

$\sqrt{} = 0·0054$ 0·0061

$\sigma\rho = 0·000104 \cdot 0·085_{340}$

0·000008884

465,61
54

2790
465
28365 : 54 = 525
136
285 $= \kappa'\Delta_{2_0}$

$\sqrt{1·20} = 11$

$\kappa' = 0·003$ $\sqrt{2\kappa'} = 0·0775$

$\kappa'\Delta = 3·14 \cdot 0·085 \cdot 0·0775 \cdot 0·0054$

49715
92942
88930
73238
04826

$= \frac{0·000001117}{0·24} =$

$15,720$

$= 0·00004465$

$= \kappa'\Delta_{2_0}$

$510 = \kappa'\Delta_{2_{100}}$

12060
510
11550

16697
578
16119

$578 = \kappa'\Delta_{2_{100}}$

74928
465
7028

12492
525
11967

4569 : 4939

Fortschr. 48 II p 373

Ayrton & Kilgour The thermal emissivity of thin wires in air

Phil. Trans. Lond. 183, A. 371–405 (1892)

Proc. R. S. 50, 166–172, (1892)

Platinstreifen od. pro cm² geglühte Drahtoberfläche; Dicke 0.031 – 0.356 mm

Mean Abkühlungstemperatur 1100°

Rutherfurd Thermal radiation in absolute measure

Nature 46, 603, (1892) Proc. R. S. 52, 162–163, (1892)

Cu Kugeln	berußt und versilbert		abgeschliffen bei verschied. Verdünnungen
760 mm	3.42	2.30	10^{-4} (CGS) pro cm
$\frac{1}{500.000}$ 760	1.40	0.18	

Fortschr. 46 II p 379

Lees On the of cooling and its bearing on the theory of transfer of heat in bars

Abkühlg. von vernickelten Stäben aus Cu Fe Zn von 100° – 30°

Äußere Leitfähigkeit : $= h\,\theta^{1.21}$

Nach früheren Beob. von Mitchell [Pr. E. R. S. 1887] $= h\,\theta^{1.26}$

Sitzgsber. 96 p. 891 [illegible] Boltzmann

Polemik gegen Tait

Tait's Ablehnung d. einen Reig. Wkt., daß [illegible] Boltz. [illegible]

Th. [illegible] 81 p. 117 s. G. [illegible]

Wenn [illegible] [illegible]

Sitzgsber. 81 p. 117 [illegible] Boltz.

p. 122:

		$k = c\mu$		
Maxwell Art. Mg. 20:		$\frac{3}{2}$	Ph. M. III, 35:	$\frac{5}{3}$
Clausius Pog. A. 100		$\frac{5}{4}$		
Stefan	Sitzgsber. 1863	$\frac{25}{12}$		
Lang	Sitzg. 64 p. 485	$\frac{1}{2}$	65 p. 415	$\frac{3}{2}$
Boltz	66.	$\frac{5}{2}$		
Rühlmann	[illegible]	$\frac{10}{3\pi}$		
OE Meyer	Kin. Th. [illegible] p. 187	$\frac{\pi^2}{8}$	p. 188	1·53

---

84 p. 40

66 p. 213 [illegible]

[illegible] Compr. [illegible] Maxwell $\frac{1}{25}$ [illegible].

[illegible] Studien [illegible] Boltz. B function

72 p. 458 Dunkelz & Schepp

Nach [illegible] Gase ~ 3,75 [illegible] LK [illegible] 2atomig [illegible] LK [illegible] LK [illegible] LK [illegible] LK [illegible]

[illegible] ~ [illegible] [illegible]

$$k_{pyr} = \frac{15\mu\gamma J}{4\rho T} = \frac{15(\gamma-1)}{4}\nu\mu \qquad \text{I)}$$

$$k_{total} = \frac{5}{2}\nu\mu \qquad \text{II) (Rossell)}$$

also relat. $k = \frac{\mu}{\rho}$ nach I

$\frac{\mu}{(\gamma-1)\rho}$ II

Delta: $k = 3/13\, k_{total} + 10/13\, k_{pyr}$ nämlich:

	C	ρ	γ	μ	ktot.	kpy.	Stefan	Winkelm	k 3/13
CO_2	0·2169	44	1·260	0·755	0·854	0·550	0·642	609	651
NO_2	2262	44	1·248	0·752	0·897	0·547	665	691	664
C_2H_4	4040	28	1·211	0·516	1·132	0·589	752	796	770
CO	2450	28	1·400	0·870	1·	0·998	981	983	999
Luft	2374	28·8	1·405	0·899	1·	1·000	1·	1·	1·
O_2	2175	32	1·395	1·000	1·025	1·000	1·018	1·018	1·009
CH_4	5929	16	1·262	0·555	1·715	1·110	1·372	1·246	1·312
H_2	3·4090	2	1·407	0·439	6·987	7·020	6·718	6·331	7·009
NO	0·2317	30	1·396	0·878	0·969	0·939		0·886	0·949

k_{diff} (soll durch Diffusion ohne Ausgleichung der inneren s. pyr LK ~ [illegible] ; [illegible] ~ [illegible]

$A_1 = 2·6595$

$$k_{diff} - k_{pyr} = \frac{3}{2}(\gamma-1)\frac{\mu^2 J}{A_1 k_1 \rho^2 T}$$

([illegible] l = [illegible] progr. [illegible] [illegible] $(\beta-1)l$ = [illegible] K intermol.
$= \frac{5-3\gamma}{3(\gamma-1)} l$)

~~$5+\frac{21}{5}$~~ $\frac{4}{6} = \frac{2}{3}$

für Luft $\beta = 1\frac{2}{3}$

daher

$k_{\text{diff}} - k_{\text{progr}} = 0{\cdot}514 \frac{\mu \cdot J}{A_2 k_1 \rho^2 T}$

$k_{\text{tot.}} - k_{\text{progr}} = 0{\cdot}833$ "

$k\,{}^{3}/_{13} - k_{\text{progr}} = 0{\cdot}192$ "

Es muss also angenommen werden, [illegible] e intram. [illegible] [illegible] Cylinder 0° — 100°; [illegible] intr. [illegible] [illegible] 50° [illegible]; [illegible] intr. [illegible] progr. [illegible] const. [illegible] Diff [illegible].

$\beta - 1 = \frac{5-3\gamma}{3(\gamma-1)}$ $\quad (\gamma = \frac{5}{3})$ $\beta - 1 = 0$

$\gamma = \frac{7}{5}$ $\quad \beta - 1 = \frac{25-21}{3.2} = \frac{2}{3} = 0{\cdot}67$

$\gamma = \frac{4}{3}$ $\quad \beta - 1 = \frac{1}{1} = 1$

$\gamma = \frac{6}{5}$ $\quad \beta - 1 = \frac{25-18}{3} = \frac{7}{3} = 2{\cdot}33$

$\beta = \frac{5 - 3\gamma + 3\gamma - 3}{\cdots} = \frac{2}{3} \frac{1}{\gamma - 1}$

$\frac{1}{\gamma-1} = \frac{3}{2}\beta$

$\gamma - 1 = \frac{2}{3\beta} \quad \Big\| \quad \gamma = \frac{2+3\beta}{3\beta}$

	I_{100}	I_{100}	II_0	I_0
Lect	16697	12060	12492	7493
temp	7·24	7·47	8·15	7·98
	531			160

$\frac{23}{724} \cdot 167 =$ 334
501
3841 : 724 = 5306
221
4

17228
12060
5168 : 4839 = 106 | 2
329

$\frac{17}{798}\ 7493 = \frac{17 \cdot 75}{80} =$ 75 / 525 / 1275 : 80 = 159·4

12492
7653
4839

0	0
100	92
200	279
300	690
400	1650
500	3250
600	5900
700	10000
800	15950
900	24050
1000	35000

3938 · 23 · 544
318 / 724 / 1088
28 / 163
1251

$1582 \cdot \frac{17}{800} = 34$

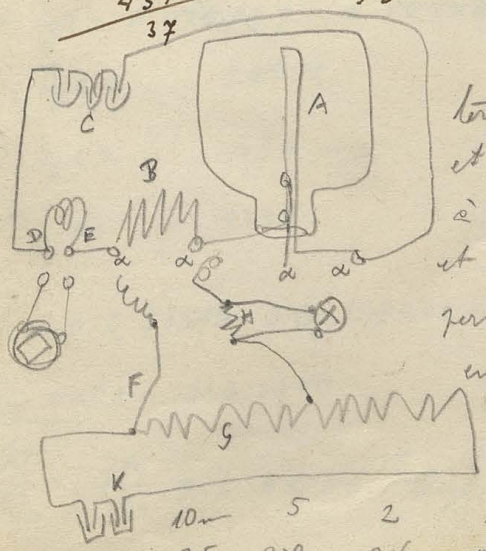
3938
2672·5
1265·5 : 1069 = 1·184 − 1·620
1965
896
41

1582
1582
18
166

~~1390·6 : 1035 = 1·3436 − 1·6~~
3556
451
37

20
324

Wollaston
$k_0 = 1·40526$
$k_{100} = 1·40289$



B = bog gnost fil de cuivre dont la résist. sert de terme de comparaison, autres rés. pour varier l'intensité et poursuite la temp. Boussole de Weber en dérivation à DE. Pile d'opposition K, résistance de 5000 Ohm et caisse de résist. G. Galvanom Thomson en H, permet de déterminer la résist. qu'on doit introduire en G pourque la différence de pot. aux extrémités de G fasse exactement équilibre à la différence de potentiel aux extrémités du fil observé

10m	5	2	1	0·5	0·1	0·01m
9·75	8·9	7·6	5·92	3·9	1·2	143

Relative Werte

	Winkel (44) für 0°:	Schleiermacher	Grätz	Kohl	Stefan	Winkel. (7-8°)	Planck	
Luft	1·000	1·000	1·00	1·00	1·00	1·00		1·00
H_2	6·90	7·30	6·59	6·54	6·718	6·331		7·13
CO_2	0·589	0·582	0·639	0·589	0·642	0·668		709
C_2H_4					0·752	0·853 0·772 II		890
CH_4					1·372	1·298		1·66
N_2O					~~0·665~~ 0·66	0·734 ~~0·919~~ 0·680 II	~~0·665~~	0·734
CO					0·981	1·015		990
O_2					1·018	1·115		1·02
NO_2					~~[illegible]~~	0·919	0·950 ~~0·665~~	959
N_2						1·042	0·990	999
NH_4						0·915	0·917	1·30
H_2O						0·714		
CS_2						0·351		0·341
Alk.						0·573		
Äth.						0·565		0·794

Alkohol 0° {458 Winkel
100° {709

Wied. Ann. 60 p. 82

E. Müller Exp. Unters. über abs. Constante

$$v \cdot v = k \frac{4\pi R_2}{R-r} + 4\pi r^2 \sigma + g + g'$$

$$v(v_2 - v_1) = k \frac{4\pi r^2 (R_1 - R_2)}{(R_1 - r)(R_2 - r)} + \overbrace{(g_2 - g_1)}^{r} + \overbrace{(g_2' - g_1')}^{r}$$

I). Metallapparat

$c_{Al} = 0.2443$	$P = 35.837$	$r = 1.438$ cm
$c_{Pt} = 0.0333$	5.297	$R_1 = 3.533$
$c_{Messing} = 0.086$	0.696	$R_2 = 2.012$
$c_{Glasrohr} = 0.1988$	0.333	
$w = 7.9812$		

Therm. Stiel ~~doppelwandig~~ hohl (r da = 0.5 cm) $g' = 0$ weil Stiel [illegible]

1). ~~g~~ g allein ein o. r. v. 121

ex centr. [illegible]

$v_1 \log e = 0.000149 + 0.00000036\tau$

$v_2 \log e = 266 + 33\tau$

$v_1' \log e = 454 \quad 512\tau$

$v_2' \log e = 1248 \quad 313\tau$

[Luft 10-20 m/s, H_2 30-40 "]

$(v_2 - v_1) \log e = 0.000114$ (corrig. [illegible])

$(v_2' - v_1') \log e = 0.000781 + 0.0_5 196\tau$

$(v_2' - v_2) \log e = 0.001175 - 0.0_5 603\tau + 0.0_7 905\tau^2$

$k = 0.0_4 58596 - 0.0_6 12803\tau + 0.0_9 41403\tau^2$

für $\tau = 120$: $0.0_4 5766$ [erst [illegible] H_2] für temp. = 26°

$\left(\frac{k}{k}\right)_0 = \frac{781}{114} \neq 7$ ← für temp. ob [illegible] ? [illegible] 2 [illegible] 2

2). concentr. gm

$$k = \frac{w\,(R_1-r)(R_2-r)}{4\pi r^2 (R_1-R_2)}\; v_2 - v_1 \quad \text{wobei } \alpha\; g_2 - g_1 = 0$$

$k = 0{\cdot}0_4\,746$ [wenn $g_2 - g_1 = 0{\cdot}0_3\,611$

II) Glas Apparat

$R_1 = 3{\cdot}243$ cm $\qquad P_{Hg} = 2{\cdot}190$

$R_2 = 1{\cdot}693$ " $\qquad P_{Glas} = 0{\cdot}280$

$r = 0{\cdot}457$ " $\qquad W = 0{\cdot}1484$

($R_{Wallstärke}$ 1 cm)

$p = 0{\cdot}1$ "

$\lambda = 9$ "

1). $g_2 - g_1 = 0$ $\qquad g_2' - g_1'$ vernachl.

Abkühl. von 45° – 8°

$(v_2^* - v_1)\,\text{Hg}\,e = 0{\cdot}0_3\,2142 \qquad k = 0{\cdot}0_4\,6196$

2). Lo V R_1 Abwärme

				15 Stunden später
α). V Gestalt	t_6	= 1044	Luft	1034
		1052	H_2	1060
		1076	CO_2	1065
β). V Spiegel	CO_2:	1108		1096
	H_2:	1158		1160

48 Std. 1156

$^*(v - v_6)\,\text{Hg}\,e = 0{\cdot}00109 \qquad k = 0{\cdot}0_4\,5572$

b) Abk. L Kstwert $\frac{1}{2}$ Sp. $\alpha_{20} = 0{\cdot}201$ 2). L Vacuum

s/ $0{\cdot}177$

~~tot~~ Pogg. Ann. 159 p. 177 [illegible] e sp. [illegible] temp.

Winkelmann

Apparate I und III der ersten Arbeit (Glas)

	I	ϑ	III	ϑ	p
C_2H_4	0.0003705	7.4	0.0003867	7.5	5 m
	7307	108.7	8282	107.9	
N_2O	3453	7.4	3665	7.6	5
	6567	108.9	7740	108.0	
H_2O	3527	7.4	3733	7.6	5
	6736	108.9	7862	108.0	
C_2H_6O (Alkohol)	3113	7.4	3464	7.6	11.6
	6446	108.9	7626	108.0	
CS_2	2470	7.4	3024	7.6	10
	5312	108.7	6879	107.9	
NH_3	4118	"	4112	"	12
	7783		3591		
$C_4H_{10}O$ (Äther)	3107	7.4	3425	7.6	18
	6515	108.9	7711	108.0	

Daraus $\frac{w_\tau}{\alpha_\tau} = \frac{V_{w\tau} - s_\tau}{V_{x\tau} - s_\tau}$ für s_τ wurde gefunden I: 0.0001497

II: 2268

respective relative Werthe für k in Bezug auf H_2:

	I	III	Mittel	bezogen auf Luft = 634	g Suppo'ore spez. °Hg
					0·O_2
H_2O	8·79	9·07	8·88	0·714	4388
Alk.	11·04	11·12	11·07	0·573	6147
Cl_2	18·34	17·58	18·08	0·351	5717
NH_4	6·81	7·17	6·93	0·915	5128
Äth.	11·08	11·49	11·22	0·565	7012
C_2H_4				0·773	5751
N_2O				0·680	4149
Luft mit H_2					277
CO_2					497

} corrigirt aus der Sauerstoffspez. °Hg.

Wärmeleitung der Luft spez. Wärme bei 6 verschiedenen Temp. Leitung für CO_2, C_2H_4, N_2O — 1 Atm. Druck — für Wärme etc.

$270 \cdot 20$
$1 \cdot 0540$

$1880 \cdot 54$
102
1778

944
752
102

1750
1683
16775
1679
$3895 : 4 = 1695 = \eta$ $\quad c_v = 0{,}1695$

$17^2 = 289 \cdot \frac{5}{2} = 1445$
1445
722

Warburg: $n = 78$ Luft
63 H_2

Wien 7 1.11

Innere Reibungscoefficienten

	Puluj	Graham 0	20	OEsch. 20°	Puluj 20	K u W
Luft	1822 (3) / 1750 (4)	1683	1900	1880	1917 (3)	
O_2			2120	2060		
N_2		1635	1840	?		
N_2O		1408	1600			
NO		1645	1860			
CO_2	1432 (3)	1414	1600	1600	1528 (3)	(15) 1520
CO		1630	1840			
C_2H_4		966	1090			
CH_4		1040	1200			
H_2	893 (3) / 870 (4)	822	930	1130	928·5 (1580)³ / 915 (217)⁴	923 (15)
H_2O	904 (4)				967 (167)⁴	975 (20)
NH_4		957	1080			
Alk.	827 (4)				885 (4) (16·8)	
Äther	689 (4)				793 (4) (36·5)	
CS_2	924 (4)				990 (4) für 16·9	
Benzol	709 (4)				(168) (4) 759	(Z Reyn) 1380 (674) / 1560 (887)
$CHCl_3$	959 (4)				(17·4) (4) 1029	
Cl_2		1287	1470			
HCl		1379	1560			

Obern.	η_0	Puluj n	Wiedem. n	Schum
3665 / 274	1697·5	3695 / 72196	733	1679 / 665 ‖ 80·2
11 / 283	1873			201
11 / 264	16586			
3719 / 245	1353		960	
3701 / 348	1382·1	3706 / 91654	930	1497·2 / 3701 ‖ 884
3665 / 269	1625·2		695	
3665 / 350	922·2 (2)		965	
11 / 249	860·55	3656 / 69312		
		41575 / 940		
				6894 / 0·004 ‖ 185

$$\eta = \eta_0 (1 + \alpha t)^n = \eta_0 (1 + \beta t)$$

Obern., Puluj — OEsch., Obern. = gehen

Puluj ca 0°–30°

Wiedem. 0°–100°

	Wärmecap. 0 Regnault	Cp 100°	α Wärmeausd.	k Luft	k Oxyn	0/100 Wärme	W. Jäger		Mittel
Luft	~~-30 +10° 2377~~	~~0 -100 2741~~	~~10-100 2789~~						1·405
O_2	0·2175R								1·401
N_2	0·2438R								1·405
H_2	3·410								~~2·470~~
CO_2	0·1952	2169	0·1870R	1·2653 9-34		1·31131 1·28212	1·3052 19 Rö	1·292 20-25 Zimm.	1·2982
CO	0·2426		0·2450R			1·40032 1·39465		1·408	0·2438
Cl_2			0·1141R 0·1155Ka.					1·323	0·1148
N_2O	1983	2212				1·3106 1·2724			1·3106
NO			0·2317 R.						1·394
CH_4				1·316 11-30					1·3175
C_2H_4	3364	4189		1·2430 22-38		1·24548 1·1870			1·2530
H_2O					1·274 78		1·33 94	1·277 103-104	
NH_4	5009	5317		1·2622 21-40		1·3172 1·2770			1·2958
CS_2	1315 (R)		963	1·1890 21-40	1·205 3-67				1·20
$CHCl_3$	1341		0·0,6677	1·1100 24-42°	1·102 22-78				
HCl							1·133 53		
Alk.									
Äth.	3725		4268	1·0288 42-45	1·025 3-46		1·097 20°		1·09
Gläs									
Luft	0·2389		~~[illegible]~~						

$c_p = c + \alpha t = \vartheta^{tn}$ n ca $\int 0°, t$

Relative Werthe auf Luft = 1

	0° Tulej	β Mittel	0° Grahm	20°	Obermayer	OE. v. Sprenger	Mittel	β = Obermy. 274	Tulej 267	Wiedem. 269
Luft	1·000	270	1·000		1·000	1·000	1·000			
H_2	·490 497	251	488	489·5	513	601	498	249	253	
O_2		283	~~1·116~~	1·116	1·116₅	1·096	1·116	283		
N_2		264	971₅	·968₄	969		976	264		
CO_2	786	343	840	842	824	851	[817]	348	340	341
CO		262	968₅	968₄	969		969	269		255
NO_2		349	837	842	807		823	345		352
NO			977	979			978			
CH_4			618	632			625			
C_2H_4		352	574	574	550		562	350		354
CS_2	528						528			
H_2O	517						517			
$CHCl_3$	548						548			
C_6H_6	405						405		[463]	
NH_4			569	568			569			
Cl_2			765	774			770			
HCl			819	821			820			
C_6H_5Br		~~463~~					~~463~~		~~463~~	
SH_2	473						473			
Äther	394	391					394		391	

498·9
4482
2

976·9
8784
4

$$\nabla_r v = \nabla_r(v_0 + v - v_0) = v_0 + \nabla_r(v - v_0)$$

$$v - v_0 = \tfrac{1}{2}\nabla_r(v - v_0) + \tfrac{1}{2}V\,\mathrm{curl}\,(v - v_0).r$$

$$\nabla_r v = \left(i\frac{\partial}{\partial x} + j\frac{\partial}{\partial y} + k\frac{\partial}{\partial z}\right)(x v_1 + y v_2 + z v_3) = i v_1 + j v_2 + k v_3 +$$

$$\cancel{i x c_{11} + y c_{12} + z c_{13} + i y c_{12} +}$$

$$\cancel{\nabla_r S\varphi = V\nabla\varphi - V.\nabla V\varphi}$$

$$+ x(i c_{11} + j c_{21} + k c_{31})$$

$$+ y(i c_{12} + j c_{22} + k c_{32}$$

$$+ z(i c_{13} + j c_{23} + k c_{33})$$

$$v_k = x\nabla v_1 + y\nabla v_2 + z\nabla v_3$$

$$=$$

$$\left.\begin{aligned} \nabla_r v &= v + v_R \\ \nabla_r r v &= v \\ \nabla_v r v &= v_R \end{aligned}\right\} \text{Für lin. Vectorfunkt.}$$

$$v = v_0 - v + \nabla_v r + V\,\mathrm{curl}\,v.r$$

$$v = v_0 + \nabla_v v r + V\,\mathrm{curl}\,v\,r \quad \Big\} \text{ Giltig für lin. Vectorfunktion}$$

Das ist dasselbe Stokes wie

Die Sache beruht also darauf dass $\nabla_r v r = v$ gesetzt werden kann

wenn ~~die Component~~ $r = i\,dx + j\,dy + k\,dz$ angenommen wird

$$v_q\, r = v_{1q}\, \overset{x}{\cancel{x_1}} + v_{2q}\, \overset{y}{\cancel{x_2}} + v_{3q}\, \overset{z}{\cancel{x_3}}$$

$$i \frac{\partial}{\partial x} \Big\{ 2c_{11} x^2 + (c_{21} + c_{12}) xy + (c_{13} + c_{31}) xz$$
$$+ (c_{21} + c_{12}) xy + 2c_{22} y^2 + \cdots$$
$$+ (c_{31} + c_{13}) xz \cdots \Big\}$$

$$= 2i \left\{ 2c_{11} x + (c_{12} + c_{21}) y + (c_{13} + c_{31}) z \right\} = 2i\, v_{q1}$$

stimmt

$$\nabla_r (v r) = \nabla_r (v_1 x + v_2 y + v_3 z)$$

$$\cancel{= \sum i \left[x \frac{\partial v_1}{\partial x} + y \frac{\partial v_2}{\partial x} + z \frac{\partial v_3}{\partial x} + v_1 \right]}$$

$$\cancel{c_{11} x + c_{12} y + c_{13} z +}$$

$$= i v_1 + j v_2 + k v_3 = v \quad \text{stimmt!}$$

Zu beweisen, dass

$v_0 + (r \nabla) v$ für unendlich kleine r gleich ist $\frac{1}{2}\left(v_0 + \nabla r v + \underbrace{\nabla \operatorname{curl} v, r}_{\operatorname{div} = 0}\right)$

Ersteres kann entwickelt werden in:

$$\boxed{v_0 + \nabla_r (r v) + \frac{1}{2} \nabla \operatorname{curl} v, r + \frac{1}{2} \underbrace{\nabla \operatorname{curl} v, r}_{\operatorname{div} = 0}}$$

~~und gilt auch noch für endliche r~~

Diese Entwicklung einer linearen Vektorfunktion ist eigentlich unnatürlich, da nicht $v - v_0$ sondern $v - \frac{1}{2} v_0$ sich als Differentialausdruck ergibt

Kann man sie nicht auf die Form bringen

$v - v_0 = \cdots$

$$-i \qquad\qquad v = \begin{matrix} i & j & k \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ v_1 & v_2 & v_3 \end{matrix}$$

$$r_2 \quad r_3 \qquad \frac{\partial v_3}{\partial z} - \frac{\partial v_3}{\partial x} \quad \frac{\partial v_2}{\partial x} - \frac{\partial v_1}{\partial y}$$

Linear Vectorfunktion:

$$v = \tfrac{1}{2}\left(v_0 + \nabla v r + V\, v r\right)$$

$$2v_1 = (v_1)_0 + \frac{\partial}{\partial x}(v_1 r_1 + v_2 r_2 + v_3 r_3) - r_2\left(\frac{\partial v_2}{\partial x} - \frac{\partial v_1}{\partial y}\right) + r_3\left(\frac{\partial v_1}{\partial z} - \frac{\partial v_3}{\partial x}\right)$$

$$= (v_1)_0 + r_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + \cancel{r_2 \frac{\partial v_2}{\partial x}} + \cancel{r_3 \frac{\partial v_3}{\partial x}} + \Big\}$$

$$+ v_1 \frac{\partial r_1}{\partial x} + v_2 \frac{\partial r_2}{\partial x} + v_3 \frac{\partial r_3}{\partial x}$$

$$= (v_1)_0 + r_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + r_2 \frac{\partial v_1}{\partial y} + r_3 \frac{\partial v_1}{\partial z}$$

$$+ v_1 \frac{\partial r_1}{\partial x} + v_2 \frac{\partial r_2}{\partial x} + v_3 \frac{\partial r_3}{\partial x}$$

$$\underline{2v = v_0 + (v\nabla)v + \nabla_v(v r)}$$

Dagegen allgemein:

$$v = v_0 + (r\nabla)v = v_0 + \nabla_v(v r) + V(\mathrm{curl}\, v, r)$$

Somit wäre $v = \nabla_v(v r)$?

Falsch!

$$v_1 = c_{11} x + c_{21} y + c_{31} z \qquad v_{1k} = c_{11} x + c_{12} y + c_{13} z$$

$$v_2 = c_{12} x + c_{22} y + c_{32} z \qquad v_{2k} = c_{21} x + c_{22} y + c_{23} z$$

$$v_3 = c_{13} x + c_{23} y + c_{33} z \qquad v_{3k} = c_{31} x + c_{32} y + c_{33} z$$

$$v + v_k = \begin{Bmatrix} 2c_{11} & c_{21}+c_{12} & c_{31}+c_{13} \\ c_{21}+c_{12} & 2c_{22} & c_{23}+c_{32} \\ c_{31}+c_{13} & c_{23}+c_{32} & 2c_{33} \end{Bmatrix} \qquad v - v_k = \begin{Bmatrix} 0 & c_{21}-c_{12} & c_{31}-c_{13} \\ c_{12}-c_{21} & 0 & c_{32}-c_{23} \\ c_{13}-c_{31} & c_{23}-c_{32} & 0 \end{Bmatrix}$$

(51) $v = \tfrac{1}{2}(v + v_k) + \tfrac{1}{2}(v - v_k)$

(52) $v_g = \tfrac{1}{2} \nabla v_g r$

Zerstäubung des Drahts von Einfluss?

$$\frac{2\pi l k}{\log \frac{R}{r}} t \Big) : \varepsilon \pi \rho^2 l c s = \frac{\varepsilon \cdot \rho^2 c s \log \frac{R}{r}}{2 k t}$$

$$\varepsilon \frac{0{\cdot}02^2 \cdot 21{\cdot}5 \cdot 0{\cdot}032 \cdot \log 60}{2 \cdot 0{\cdot}000060 \cdot 60 \cdot 60} = \varepsilon \cdot \frac{\overset{43}{\cancel{86}} \cdot \cancel{0{\cdot}0001 \cdot 21{\cdot}5} \cdot 0{\cdot}032 \cdot 2{\cdot}3 \cdot \overset{0{\cdot}3}{\cancel{1{\cdot}8}}}{\cancel{2} \cdot 3600 \cdot \cancel{0{\cdot}00000}}$$

$$= \varepsilon \frac{43 \cdot \overset{0{\cdot}08}{\cancel{0{\cdot}32}} \cdot \cancel{69}\, 7}{\cancel{3600}\ 900} \qquad \frac{\overset{300 \cdot 0{\cdot}08}{24}}{900} = 2{\cdot}7\,\%$$

Also wenn in den Schleiermacher'schen Versuchen der ganze Draht in 1 Stunde zerstäubt wäre, so würde die dadurch transportirte Wärmemenge doch nur 2·7 % der Leitleistung betragen! Daher Einwand von Stäto vollkommen unberechtigt.

57.386
1930
2702
2200 : 17 = 1
50

724
92
816 — 724

733
89
822 — 733

5872
146
15
604

166.87
522
54
144

738
87
825 — 738

690
103
793 — 690

1.86 · 1.26
1.40

$$k = c\,\frac{E_\mu}{F_t}\left[1 + \frac{E_i}{E_t}\right]$$

$$k = c_\mu\left[\frac{E_\mu}{F_t} + \alpha\,\frac{E_i}{E_t}\right]$$

$$= c_\mu\,\frac{E_\mu + \alpha E_i}{E_t}$$

$$= c_\mu\,\frac{E_t}{E_t}\left[1 + \alpha\,\frac{E_i}{E_\mu}\right]$$

447
276s
724

267
466
733

262
476
738

310s
379
690

278
444
722
93
815

	k_{tot} ber.	c_v ber	k_{prop}	inter k_{tot} Ein	Stoßzahl Rand	Winkel		
Luft	1.000	0.1695	1.000	0.393	1.00			
O_2	1.022	0.15525	1.012	0.399	1.018	1.018		
N_2	0.999	0.1735	0.999	0.393	(0.990)			
H_2	7.13	2.427	7.13	0.393	6.72	6.33		
CO_2	0.709	0.1472	0.522	0.553 447	0.642	0.609	0.589	~~776~~ 138/862
CO	0.990	0.17315	0.997	0.388	0.981	0.983		
Cl_2	0.394	0.08677	0.314	0.516				
N_2O	0.734	0.1513	0.563	0.534 466	0.665	0.691		~~767~~ 133/865
NO	0.959	0.1662	0.933	0.409	(0.950)	0.886		
CH_4	1.659	0.4500	1.300	0.524 238 476	1.372	1.246		~~762~~ 131/869
C_2H_4	0.890	0.2685	0.556	0.621 399 190	0.752	0.796		~~811~~ 155/845
H_2O						0.714		139/861
NH_3	1.297	0.3865	0.947	0.556 444	(0.916)	0.915		
CS_2	0.341	0.6465	0.176	0.70		0.351		
$CHCl_3$								
HCl								
Alk								
Äth	0.794	0.2015	0.1685	0.865		0.565		
C_6H_6								

51

BROW

worzeniem be

or. z Krakowem

komisji kom

rzy udziale

między

połącz

dow

ik

in

w

woo

ję

w

w,

woo

odnie

ory mi

vienia

tak wa

go bud

n to