

Q. oct.
1658

GESCHENK

VAN HET

UTR. OUD-STUDENTENFONDS.

RIJKSUNIVERSITEIT UTRECHT
0885 8155

Qdb58

PHYSISCHE STELLINGEN.

Een leiddraad te volgen bij den cursus

OVER

PROEFONDERVINDELIJKE NATUURKUNDE

DOOR

DR. BUYS BALLOT.

UTRECHT,
KEMINK & ZOON.
1881.



Aan mijne Leerlingen.

In plaats van de hectografische afdrukken, welke ik u bij elke les placht te geven, heb ik nu de stellingen in een boekje vereenigd.

Voor mij zelven was dit aangenamer, omdat ieder docent en ieder auteur eene andere volgorde heeft.

Men heeft zoo zijne gewoonten en ik meende nu eens in dat, dan eens in een ander werk de volgorde verkieselijk te vinden.

Ook voor u was dan de vergelijking lastig. Nu kunt gij ieder handboek over physica opslaan en daar uitvoeriger beschrijving opzoeken.

Ik wensch dit werkje niet anders dan als een leiddraad beschouwd te zien. De stellingen geven mij gelegenheid over alle waarheden die men reeds vermoed of bewezen heeft te spreken, de bewijzen daarvoor op te geven en te bevorderen, de proeven daartoe betrekkelijk te toonen. Van u verwacht ik — en daarom deed ik het met wit papier doorschieten, — dat ge uit het gesprokene en getoonde excerpten zult maken, en te huis er de bladzijden van het door u gevolgde handboek bij zult lezen en aanteekenen.

De een zal het te uitgebreid, de ander te beknopt vinden, en op deze plaats wat meer, op eene andere wat minder wenschen. Zelf zal ik natuurlijk het eene jaar weder eens andere gedeelten uitvoeriger bespreken, naarmate ik het voor u noodiger, of u er geschikter voor acht.

Ik heb alleen op eenige hoofdwaarheden willen wijzen en het u overgelaten de bewijzen te zoeken. Alleen door zelf te zoeken en te overdenken maakt men zich eene wetenschap eigen.

Daarom beangst mij eene vrees het meest: dat sommigen meenen zullen als of men hiervan alleen den inhoud heeft te kennen. Dan zou het boekje zeer nadeelig zijn.

Tegenover die vrees staat echter de hoop: dat gij uit mijne voordracht en uit andere uitvoerige goede werken aan zult vullen wat hier te kort gezegd, ja dikwerf slechts aangeduid is, dat gij de proeven na zult zien in het laboratorium, en later eigen onderzoekingen zult ondernemen.

V blijvend

of onderling gelijke van de eene soort
of " " " eene andere
worden omgezet.

PHYSISCHE STELLINGEN.

I. STATICA.

Inleiding.

1. Physica is de tot wetenschap geordende kennis van de eigenschappen en toestanden der lichamen, in zooverre hunne deeltjes als gelijksoortige beschouwd worden.

2. Chemie is de tot wetenschap geordende kennis van de wijze hoe en onder welke verschijnselen ongelijksoortige deeltjes onderling tot gelijksoortige verbonden en hoe die weder gescheiden worden.

3. De eerst in het oogvallende eigenschappen der lichamen zijn: uitgebreidheid en deelbaarheid. De verschillende deelen zijn in ruimtebetrekking, door afstand en richting, ten opzichte van elkander te geven.

4. Wij bepalen de grootte der afmetingen in de eenheid van lengtemaat, den centimeter; dus de oppervlakte in c.M^2, den inhoud in c.M^3.

5. Den vorm bepalen wij door het meten van de hoeken der begrenzende vlakken. De hoek gewoonlijk in graden gegeven heeft tot eenheid dien hoek, welks boog gelijk is aan den straal, waarmede hij beschreven werd, den hoek van 57° 17′.

6. Elke soort van gelijksoortige deeltjes, elke stof, heeft hare eigene vormen vaak in heldere krystallen zichtbaar, die meest tot éénzelfden grondvorm (zoo niet dan noemt men die stoffen dimorph of trimorph) kunnen teruggebracht worden, of die bij breken dien grondvorm opleveren (Hauij).

7. Men kan daarin altijd eenige bijzondere lijnen (assen), meest drie, ook wel vier onderscheiden, welke al of niet even lang zijn en gelijke of ongelijke waarde hebben. Zij zijn het duidelijkst bij de octaëders zichtbaar. De stukken, welke de grensvlakken van deze assen afsnijden, van het middelpunt afgerekend, heeten parameters.

8. Gelijkheid van twee of drie assen neemt men aan, als de uiteinden dier assen steeds op dezelfde wijze door vlakken afgestompt zijn, of als steeds gelijke vlakken aan hare uiteinden samenkomen. Dit komt voor, als zich meer vormen te gelijk aan een krystal vertoonen. Alle vlakken van eenzelfden vorm zijn steeds isoparametrisch.

9. Van die grondvormen kan men er zeven onderscheiden en in even zoovele krystalstelsels rangschikken.

a. Met drie gelijke assen, welke dan ook loodrecht op elkander zijn.

I tesseraal of regelmatig stelsel.

b. Met één as ongelijk aan de overige, maar toch op haar vlak loodrecht.

II tetragonaalstelsel; twee gelijke, een ongelijke as.

III hexagonaalstelsel; drie gelijke, een ongelijke as.

c. Met drie ongelijke assen, welke dan onderling vormen:

IV drie rechte hoeken; rhombisch stelsel.

V twee rechte hoeken; monoklinisch stelsel.

VI een rechten hoek; diklinisch stelsel.

VII geen rechten hoek.

10. Hoe gelijker de assen, des te eenvoudiger de vormen en de eigenschappen. De stoffen der beide stelsels II en III, waarin slechts één as ongelijk is, hebben groote overeenkomst ten opzichte van de mededeeling der toestanden en hunne voortplanting in die stoffen. Het VII^de^ stelsel onderscheidt men niet algemeen van het VI^de^.

11. De leer om in eene combinatie de verschillende vormen te onderkennen, en den aan alle samenstellende vormen ten grond liggenden grondvorm daaruit af te leiden, de vlakken-hoeken te berekenen, of uit die gemeten hoeken de vormen te bepalen en hunne ligging tegenover elkander, maakt een groot gedeelte uit der krystallographie.

12. Verandering der ruimtebetrekking tusschen dezelfde punten, onverschillig of zij tot een zelfde lichaam of tot een ander behooren, brengt ons tot twee nieuwe begrippen: het begrip van tijd en dat van beweging, beide slechts betrekkelijk.

13. Tijd noemen wij de betrekking van het na elkander zijn, gelijk ruimte de betrekking is van het naast elkander zijn. Deze laatste betrekking te bepalen is de taak der meetkunde.

14. Om de hoegrootheid van het na elkander zijn te bepalen, zoeken wij gelijke, telkens wederkeerende, op dezelfde wijze onder dezelfde omstandigheden voorkomende veranderingen: als de omwenteling der aarde

om hare as, de beurtelingsche daling en rijzing van een slinger; voor deze bewegingen toch worden wij gedwongen gelijke tijden noodig te achten, omdat wij ze tegenover andere dezelfde verhoudingen zien bewaren.

15. Zoo is ons dan de sterredag, of het 86400ste deel daarvan, de sterresecunde, de eenheid van tijd, tot welke de middelbare zonnedag en de middelbare secunde worden teruggebracht.

Deze maat van den tijd is volgens de mechanica wel zeer nabij standvastig, maar niet volmaakt, evenmin als de centimeter volmaakt zeker bekend is. Hoemeer wij de verschillende invloeden kunnen waardeeren, hoe scherper wij toezien, des te juister kunnen wij de verschillende sterredagen en meters op eenzelfde tijdsverloop en eenzelfden afstand terugbrengen.

16. Beweging is verandering der ruimtebetrekking. Hare grootte wordt, evenals afstand in meters aangegeven. Men zegt dat zij met zekere snelheid plaats heeft, als men ze meet in tijdseenheden. Snelheid is dus recht evenredig aan den afgelegden afstand en omgekeerd evenredig aan den tijd. Hare eenheid is de gemiddelde snelheid, waarmede een meter in een secunde wordt afgeloopen.

17. Men noemt snelheid en beweging gelijkmatig, als de afgelegde afstand evenredig is aan den verloopen tijd. Te onderkennen of een snelheid gelijkmatig is, is even moeielijk als het bepalen van de eenheid van tijd.

18. Vertraging of versnelling is de vermeerdering of vermindering der snelheid. Hare eenheid is eene verandering in snelheid van een meter in de secunde.

19. Die vermindering kan op verschillende wijzen plaats hebben, dat is in opvolgende eenheden van tijd

kan zij even groot zijn: dan heet de beweging gelijkmatig versneld of vertraagd; of wel zij kan op andere wijze van den tijd afhangen. Elke afstand a en elke snelheid v is eene functie van den tijd.

$$a = f(t) \qquad v = \varphi(t)$$

20. Wij kunnen de betrekking van afgelegden afstand en verloopen tijd ook in teekening brengen, naar de wijze in de analytische Geometrie gebruikelijk, en omgekeerd een geteekende betrekking in algebraïschen vorm overbrengen.

21. Die geteekende (graphische) voorstelling verkrijgt men onder anderen, (en zoo vindt men ze telkens in de leerboeken en tijdschriften der natuur- en scheikunde) door op ieder van twee lijnen, rechthoekig op elkander gelijke deelen af te zetten. Op de eene, die de lijn der abscissen kan genoemd worden, stellen de gelijke deelen de eenheden van tijd voor; op de andere, die dan de lijn der ordinaten heet, worden de lengten genomen evenredig aan de doorloopen afstanden of aan andere omstandigheden die van den tijd afhangen.

22. Plaatst men nu een punt in het vlak der lijnen en legt men rechten door dit punt evenwijdig aan elk dier lijnen, zoo zal de eene een stuk (t_1) afsnijden op de lijn der tijden, de andere een stuk (w_1) op de lijn der afstanden.

Die stukken nu, welke naar rechts en naar boven positief genomen worden, stellen een afstand of andere omstandigheid, en een tijdsverloop voor, welke voor dat punt bij elkander behooren en wier grootten aan die stukken evenredig zijn.

23. Een tweede, derde punt zal stukken t_2 en t_3 w_2 en w_3 op die lijnen ondubbelzinnig bepalen.

Omgekeerd zullen bepaalde overeenkomstige waarden van afstand en tijd door bepaalde stukken w en t ondubbelzinnig de plaatsen van nieuwe punten aangeven. Heeft men dan die punten onmiddellijk naast elkander geplaatst, zoo vormen zij eene lijn, welke het gevraagde beeld is van de betrekking, die er tusschen de afstanden en de tijden bestaat.

24. Gelijk de lijn is het geheel der punten, zoo is de vergelijking of betrekking het geheel van alle bepalingen.

Elke andere lijn geeft eene andere bepaalde betrekking aan en omgekeerd. Dus kan men van het een tot het ander besluiten, en wij hebben nog slechts na te gaan, hoe men van rekening tot teekening en omgekeerd overgaat.

25. Men neme een eerste punt zoodanig aan, dat daardoor aangeduid wordt, dat op een zekeren tijd een zekere afstand is bereikt, dan moet men om de gelijkmatige beweging voor te stellen naar § 17 elk volgend punt telkens op evenredige wijze hooger of lager, en meer naar de rechterhand stellen. Zoo verkrijgt men punten die in eene rechte lijn gelegen zijn: de rechte lijn stelt dus de gelijkmatige beweging voor.

26. Geeft de teekening eene rechte lijn, zoo is de vergelijking § 24 steeds van den eersten graad; want nemen wij op die lijn twee punten $(w_1\ t_1)$ en $(w_2\ t_2)$, zoo vindt men de w en de t van elk derde willekeurig punt, ook op die lijn gelegen, uit

$$\frac{w_1 - w}{w_2 - w_1} = \frac{t_1 - t}{t_2 - t_1}$$

$$\text{of } w = \left(\frac{w_2 - w_1}{t_2 - t_1}\right) t + \frac{w_1\ t_1 - w_2\ t_2}{t_1 - t_2}$$

w heet dan een lineaire functie van t en omgekeerd.

27. Uit deze vergelijking kan men vinden, op welken tijd de weg nul was en hoe groot de afstand was bij het begin van telling van den tijd (toen de tijd nul was); ook welke snelheid het lichaam heeft gehad; want de waarde $w_2 - w_1$ stelt het gedeelte van den weg voor, afgelegd in $t_2 - t_1$, het gedeelte van den besteden tijd. De coefficient $\frac{w_2 - w_1}{t_2 - t_1}$ van t_1 of de tangens van den hoek, dien de lijn maakt met de as, waarop t gemeten wordt, stelt de snelheid voor.

28. Een rechte lijn, want zij alleen maakt in elk harer deelen denzelfden hoek met de as, duidt dus eene constante snelheid aan; ook zij alleen wordt door eene lineaire vergelijking gegeven; dus zal eene veranderende snelheid door een kromme lijn worden voorgesteld, of wel door eene vergelijking van hoogeren graad. In de volgende voorbeelden nemen wij de assen van Coordinaten zoo, dat afstand en tijd gelijk beginnen en dat zij beide afgezet worden van het snijpunt der assen, oorsprong der coordinaten geheeten.

29. De afstanden, bij gelijkmatig versnelde beweging na elk tijdsverloop bereikt, verkrijgt men, als product van dat tijdsverloop met de gemiddelde snelheid gedurende dat tijdsverloop.

Die gemiddelde snelheid is volgens de functie gelijk aan de halve bereikte snelheid, indien men van nul af begint. In de eerste secunde is dus de bereikte afstand $\frac{b}{2}$ als de toeneming der snelheid b is.

30. In teekening wordt zij dus gegeven door eene lijn $O\ B$, als $O\ A$ de lijn der gelijkmatig toenemende snelheden is. De ordinaten van O B zijn overal de helft van de overeenkomstige ordinaten van O C.

Die ordinaten hebben dus een waarde zooveel maal zoo groot als de afstand in de eenheid van tijd doorloopen als er tijdseenheden verloopen zijn.

Was bij het begin van den tijd de snelheid niet nul maar reeds a, dan komen er nog zooveel stukken a bij den op deze genoemde wijze verkregen afstand.

31. Wij merken op dat de driehoeken, welke door de lijn O C, de lijn der abscissen en die der ordinaten begrensd zijn, ook door hunne inhouden een beeld van de afgelegde afstanden geven (Galilei).

32. De vergelijking tusschen de afstanden en de tijden zou, bij gelijkmatig toe- of afnemen der snelheid door eene vergelijking van den tweeden graad worden gegeven; want de afstanden, telkens voor oneindig kleine tijddeeltjes evenveel $\frac{b}{2}$ toegenomen, vormen dan een rekenkunstige reeks van de tweede orde.

Zij nemen toe van a tot $a + b$, dan van $a + b$ tot $a + 2b$, enz., en zijn dus gemiddeld

$$a + \frac{b}{2},\ a + 3\,\frac{b}{2},\ a + 5\,\frac{b}{2}$$

De som hiervan is

$$w = \left(na + n\left(\frac{1 + 2n - 1}{2}\right)\frac{b}{2}\right) t = n\,t\,a + \frac{n^2}{2}\,b\,t$$

33. Is de verandering van snelheid niet gelijkmatig, zoo vormen de afstanden in de opvolgende oneindig kleine tijddeeltjes een reeks van hoogere orde, en dan wordt w uitgedrukt door eene vergelijking van hoogeren graad: van den derden, vierden, vijfden graad, al naarmate de wet van toeneming een reeks van de derde, vierde enz. orde geeft.

34. Voert men de teekening uit op overeenkomstige wijze als in 29 is aangegeven, zoo ziet men dat nu de convexiteit der lijn veranderen kan, zoodat zij zich

beurtelings naar de eene en andere as toekeert en dat zij door een rechte in twee, drie, n punten kan gesneden worden. Men weet dan omgekeerd, dat men die lijn door geen vergelijking van minderen graad kan weergeven dan het aantal van die snijpunten bedraagt.

35. Laat dan eene geteekende lijn drie snijpunten toe, zoo zal de vergelijking minstens van den derden graad moeten zijn

$$w = a + bt + ct^2 + dt^3.$$

Om die vergelijking te verkrijgen, nemen wij uit de waarnemingen vier stellen overeenkomende bepalingen w_1 en t_1, w_2 en t_2, w_3 en t_3, w_4 en t_4 of uit de lijn de vier punten (w_1, t_1) (w_2, t_2) (w_3, t_3) (w_4, t_4), wij bepalen dan de waarden van a, b, c en d uit de vier vergelijkingen:

$$\begin{aligned} w_1 &= a + bt_1 + ct_1^2 + dt_1^2 \\ w_2 &= a + bt_2 + ct_2 + dt_2^2 \\ w_3 &= a + bt_3 + ct_3 + dt_3^2 \\ w_4 &= a + bt_4 + ct_4 + dt_4^2. \end{aligned}$$

36. Er behoort eenige tact toe de vier waarnemingen doelmatig te kiezen.

Soms ziet men, dat het toenemen in snelheid zoo ontzettend veel sterker wordt, dat men dadelijk een empirischen vorm aanneemt $w = a.e^t$: soms ziet men, dat zij beurtelings toe en afneemt op regelmatige wijze, in welk geval men kiest $w = sin\ t$; maar theoretisch zou men altijd kunnen volstaan met § 34 toe te passen, tenzij werkelijk in de natuur een toe- of afnemen voorkomt, dat niet door een reeks van hoogere orde kan worden gegeven.

37. De gemiddelde snelheid van toeneming gedurende eenig tijdsverloop vindt men uit de verhouding

tusschen het verschil van de afstanden in het begin- en eindpunt van dit tijdsverloop gedeeld door het verschil der overeenkomstige tijden, welke verhouding de tangens is van den hoek dier snijlijn door die punten met de abscis gemaakt.

38. Voor oneindig dicht bij elkander gelegen punten wordt de snelheid dan gegeven door de tangens van den hoek der raaklijn met de abscis of uit de vergelijking ten opzichte van den tijd.

39. Uit de formule wordt bovengenoemde verhouding verkregen door de gelijktijdige oneindig kleine verschillen van de afstanden door die der tijden te deelen; in welk geval die verhouding dus het differentiaalquotient is van den afstand ten opzichte van den tijd.

40. Waar wij beweging van een voorwerp in richting of in grootte zien veranderen, schrijven wij die naar analogie van wat wij bij ons zelven waarnemen, als wij beweging te weeg brengen, aan eene oorzaak buiten dat lichaam toe, en beschouwen ze als de werking van een onbekende *macht*, zoolang wij ze nog niet, als *kracht*, uit de beweging van eenig bewogen en stootend voorwerp weten af te leiden.

41. Daar de kracht, aan de verschillende voorwerpen bij gelijke beweging eigen, in het algemeen niet evenredig is aan het volumen, maar bij ongelijksoortige lichamen soms zeer van die evenredigheid afwijkt, voeren wij een andere grootheid in: *massa*, *moles* (*m*).

42. Daar deze bij geheel gelijksoortige lichamen en die in dezelfde omstandigheden verkeeren wel evenredig is aan het volumen, zoo denken wij ons de massa het natuurlijkst als hoeveelheid stofs, welke dan bij ongelijksoortige lichamen dichter of minder dicht opeen is in een zelfde volumen.

43. Wij mogen al op deze gedachte gekomen zijn door de beschouwing van gelijksoortige voorwerpen, toch moeten wij die vooronderstelling nog zorgvuldig toetsen. Het zou kunnen zijn, dat een zelfde macht op gelijke hoeveelheden stof, maar van een andere soort met andere innigheid werkte en grootere of kleinere kracht daarop oefende, zoodat het niet-evenredig zijn der veroorzaakte beweging aan het volumen, daaraan en niet aan de hoeveelheid stofs, of aan beide omstandigheden toe te schrijven was. Bij elk nieuw verschijnsel zullen wij dat moeten onderzoeken.

44. Laat ons van eenige lichamen van verschillende soort cilinders maken, die wij op eenigerlei wijze even moeielijk te bewegen schatten en die bijv. op een veer, of waarop ook, dezelfde uitwerking hebben. Verdeelen wij die ieder in een gelijk aantal deelen dan hebben ook 1, 2, 3, m deelen van den eenen cilinder gelijke werking als 1, 2, 3, m deelen onverschillig van den zelfden cilinder of van een der andere.

45. Indien wij daarom aan ieder dier deelen een zelfde massa of hoeveelheid stofs toeschrijven, zoo zijn wij geneigd te vooronderstellen, dat m deeltjes met een snelheid v een kracht f zullen voorstellen samengesteld evenredig aan m en aan v. Wij stellen de volgende vergelijking op: $f = m\,v$, en wij zullen er telkens op wijzen, als wij die betrekking bewaarheid zien, en dus met behulp daarvan steeds een dier grootheden vinden uit de twee andere.

46. Ontmoeten twee lichamen met de massen m_1 en m_2 elkander met snelheden v_1 en v_2, zoo blijven zij al of niet bijeen. In het eerste geval wordt rust geboren als $m_1\,v_1 = m_2\,v_2$; voorts, als het snellere lichaam het minder snelle achterhaalt of tegenkomt, zoo gaan zij

samen voort met eene snelheid

$$v = \frac{m_1 v_1 \pm m_2 v_2}{m_1 + m_2}.$$

Dit strekt reeds dadelijk tot bevestiging van de redeneering van § 45 en geeft een middel aan de hand om, als de massa onbekend is, die te vinden. Het tweede geval behandelen wij later.

Zwaartekracht.

47. Zwaartekracht noemen wij die gedachte oorzaak van beweging, welke de lichamen naar de aarde, bijna naar het middelpunt doet vallen, of, als het vallen belet wordt, de oorzaak van de drukking van het gewicht p der lichamen, hetwelk evenredig is aan hunne massa, zooals die naar § 44 wordt aangenomen.

48. De wetten waaraan vrij vallende lichamen gehoorzamen zijn:

1. De snelheid g die zij elke secunde ontvangen is op een gegeven plaats constant en onafhankelijk van de massa, indien op elk deel dier massa de kracht in denzelfden zin werkt.

2. Werkt op een deel P der samenhangende massa de kracht in tegengestelden zin als op het overige deel Q, dan is de versnelling g' evenredig aan het overwicht en omgekeerd evenredig aan de geheele bewogen massa.

49. Gevolgen hiervan zijn, onverschillig voor elk lichaam:

1. In beide gevallen neemt de snelheid toe aan de tijden gedurende welke de kracht werkte $v = gt$.

2. De valshoogte h is: $h = \frac{1}{2} gt^2$.

vat
massa eenh
g dekt

$mv^2 = 2mgh$

$\frac{mv^2}{2} = gh$

levende kracht = actuele
energie
arbeids vern van bewegen

potentiele energie
= arbeids vern van plaats

3. Daar deze wetten voor alle lichamen gelden, uit welke stoffen zij ook bestaan, zoo kunnen wij van ieder lichaam § 45 de massa bepalen uit

$$m = \frac{p}{g}$$

4. Merkwaardig is de vergelijking: $v^2 = 2\,gh$.

50. Zij leert dat de verkregen snelheid alleen bepaald wordt door de in de richting der kracht doorloopen hoogte en dat zij onafhankelijk is van den weg, dien het lichaam volgde.

51. Deze vergelijking wordt gemakkelijk gebracht in den vorm: $\frac{m\,v^2}{2} = ph$, en dan is het tweede lid een *arbeid*, samengesteld evenredig aan de kracht die overwonnen wordt en de ruimte tegen die kracht in doorloopen. Die eenheid van arbeid is een gramcentimeter; het eerste lid wordt *levende kracht* genoemd, *actuele energie*, *arbeidsvermogen van beweging*.

52. Daar nu om arbeid te verrichten *potentiële energie* vooraf moet gaan en potentiële energie voor eene bepaalde hoeveelheid actuele energie kan geruild worden en omgekeerd, zoo blijft de totale energie van een lichaam dezelfde: het behoud van arbeidsvermogen is gewaarborgd, zoolang zich het vallende lichaam vrij beweegt, en in het algemeen, indien men acht geeft op alle lichamen of punten, die dien ten gevolge hunne beweging veranderen.

53. Wij moeten steeds deze laatste beperking toevoegen, men zie slechts het geval van § 46 alwaar mv^2 verminderd schijnt, en wij zullen de geheele physica door moeten onderzoeken in hoeverre het laatst toegevoegde van invloed is.

54. Twee stootende lichamen blijven niet altijd bij

elkander. Bij den stoot verandert hun vorm blijvend of tijdelijk. Hunne punten worden dan verplaatst en komen in beweging. Herkrijgen zij hun vorm volkomen, zoo zegt men dat zij volkomen veerkrachtig zijn.

55. Bij elken stoot blijft $m_1 v_1 + m_2 v_2$ bewaard, in elk stadium: het eene lichaam wint steeds wat het andere verliest. Bij veerkrachtige lichamen verliest of wint het gestooten lichaam evenveel snelheid bij het herstel van den vorm als tijdens de vervorming, dus ook evenveel snelheid; want de kracht bij het herstel ontwikkeld, werkt er op dezelfde wijze op en is noodwendig gelijk aan de kracht die noodig was om den vorm te veranderen.

56. Heeft ook de betrekkelijke beweging der deeltjes opgehouden dan is ook $m_1 v_1 + m_2 v_2$ bewaard gebleven; het tijdelijk verlies aan levende kracht, dat toen de potentiële energie der deeltjes had opgewekt, is weder te voorschijn gekomen. Zou dit verlies dan ook bij niet-elastische lichamen niet slechts schijnbaar en in de beweging der deeltjes terug te vinden zijn?

Parallelogram van Afstanden, Snelheden, Versnellingen, Krachten.

57. Indien eenig lichaam achtereenvolgens in twee verschillende richtingen verplaatst wordt en wel zoo, dat de eene verplaatsing geheel onafhankelijk is van de andere, zoo is de orde van opvolging, mits men, na een der verplaatsingen in richting en afstand, van het punt waar het dan gekomen is uit, nu dat lichaam volgens de andere eveneens in richting en afstand verplaatst, onverschillig. Zijn eindplaats zal dan zijn in het tegen-

overgesteld hoekpunt van het parallelogram onder die afstanden en volgens de richtingen samengesteld.

58. Snelheden zijn afstanden in tijd gemeten, ook krachten zijn evenredig aan doorloopen afstanden, § 32; dus kan men die evenals deze door grootte en richting van lijnen voorstellen, en zal men daarmede, mits zij elkander niet storen, eveneens kunnen handelen. De werkelijk bestaande krachten of snelheden noemt men dan de *composanten*, de daaruit voortvloeiende de *resultante*.

59. Blijkens de valproeven met den toestel van Attwood en de beweging van uitvloeiende waterdeeltjes zijn snelheden werkelijk onafhankelijk van elkander; want ook hier vindt men steeds dat het lichaam een afstand en richting doorloopen heeft, welke door de diagonaal van het parallelogram, onder de snelheden samengesteld, worden voorgesteld.

60. Zoo is dan de toepassing van het parallelogram van krachten en snelheden in alle gevallen experimenteel gevonden en bevestigd, mits men bij ongelijkmatige beweging voor oneindig kleine tijdsverloopen rekening houde en lette op het verschil tusschen de eindwaarden en de gemiddelde waarden van afstand en richting.

61. Volgens dezelfde beginselen kan men de werking van meer punten op één punt samenstellen, en van een stelsel van punten op een ander stelsel.

Van elk punt der aarde gaan werkingen uit op eenig punt. Verbindt men telkens twee punten der aarde op doelmatige wijze dan vindt men licht, dat bijaldien de aarde bolvormig ware, uit homogene bolvormige schalen bestaande, de aantrekking juist naar het middelpunt zou moeten gericht zijn.

62. Zet men achtereenvolgens, in welke orde ook, maar telkens voortgaande van het punt waar men door de vorige bewegingen gekomen is, de grootheden in richting en afstand uit, zoo zal de lijn, welke den veelhoek sluit, in richting en kracht de resultante van al die composanten voorstellen.

63. In de vooronderstelling van § 61 en bij invoering van de wet van Newton kan men alle punten der aarde in haar middelpunt vereenigd denken, en oefent dus de aarde, wier massa A, een versnelling van een lichaam, welks massa (m) op den afstand r is, een kracht $\frac{Am}{r^2}$ zoodanig dat de versnelling

$G = f \frac{Am}{r^2 m}$ is voor dat lichaam, en $f \frac{Am}{Ar^2}$ voor de aarde zelve.

64. Hier is f de versnelling welke gegeven zou worden door eene massa gelijk één aan eene andere massa gelijk één en op den afstand één.

65. Omgekeerd kan men ook vragen: Had men met twee bewegingen *A* en *B* dezelfde beweging, verplaatsing *C*, kunnen veroorzaken: d. i. hoe zou men het lichaam in eene gegeven richting hebben moeten verplaatsen, hoeveel in de andere, om dezelfde eindverplaatsing voort te brengen?

66. De drie verplaatsingen, snelheden of de haar veroorzakende krachten kunnen beschouwd worden in een driehoek A B C te staan,

$$\text{waarin } \frac{a}{\sin BAC} = \frac{b}{\sin ABC} = \frac{c}{\sin ACB}$$

Zoo is dan bijv. de snelheid g' door de zwaartekracht langs een hellend vlak teweeggebracht ook

$g' = g \sin \varphi$, als φ de helling is.

$$\frac{Am}{rr} = p$$

$m = \frac{p}{g}$

$g = \frac{p}{m}$

~~f = mg~~

$g = \frac{fAm}{r^2 m}$

[illegible]

$g =$

decomponen

[illegible] sin. betr

67. Heeft men eenige vast samenhangende punten (een lichaam), zoo kan men een kracht laten aangrijpen op elk punt in hare richting gelegen, zonder verandering in hare werking voort te brengen.

68. Daaruit is licht af te leiden, dat, waar meer krachten op verschillende vast samenhangende punten werken, die vervangen kunnen worden door eene of twee krachten in een of twee punten aangrijpende.

In het laatste geval heeft men een koppel en een kracht, in het eerste is dit koppel nul. Het *koppel* blijft alleen over als die twee krachten gelijk maar in richting tegenovergesteld zijn.

69. De zwaartekracht werkt in nagenoeg evenwijdige richtingen op elk der punten van een lichaam en die krachten kunnen vervangen worden door eene kracht gelijk aan hare som, aangrijpende in een punt, dat daarom *zwaartepunt* wordt genoemd.

70. Het lichaam is in evenwicht als het zwaartepunt in de loodrechte door het steunpunt ligt; in stabiel evenwicht, als het zoo laag mogelijk, dus onder het steunpunt zich bevindt.

71. Elk punt oefent dan een moment uit gelijk aan zijn gewicht maal de lengte van de lijn (*hefboomsarm*) die loodrecht uit het zwaartepunt getrokken is op de loodrechte, welke door dit punt gaat.

72. Het *moment* van een koppel, dat alleen draaiing, geen verplaatsing geeft, is gelijk het product der kracht met den afstand der rechten, welke de krachten voorstellen.

73. De eenheid van moment is het moment van 1 gram, werkende aan een hefboomsarm van 1 cM.

Voor het evenwicht moet de som der momenten aan weerszijden van het evenwicht gelijk zijn, § 71.

74. Men beoordeelt dat evenwicht door de balans, die hoogst bewegelijk en onveranderlijk moet zijn.

Zij hebbe voorts bij voorkeur:

1. de ophangpunten in dezelfde rechte met het steunpunt,

2. de armen l gelijk onderling,

3. het zwaartepunt op een kleinen afstand a van het steunpunt,

4. een gering gewicht p.

Is dan het overwicht o, dan is de doorslag Φ te vinden uit

$$\text{tang } \Phi = \frac{o\ l}{p\ a}.$$

Bij zwaardere belasting verandert dan wel p en ook a, maar pa blijft even groot, dus ook de gevoeligheid.

75. Men heeft dus in de balans een middel om de betrekkelijke massa § 45 van elk lichaam te bepalen.

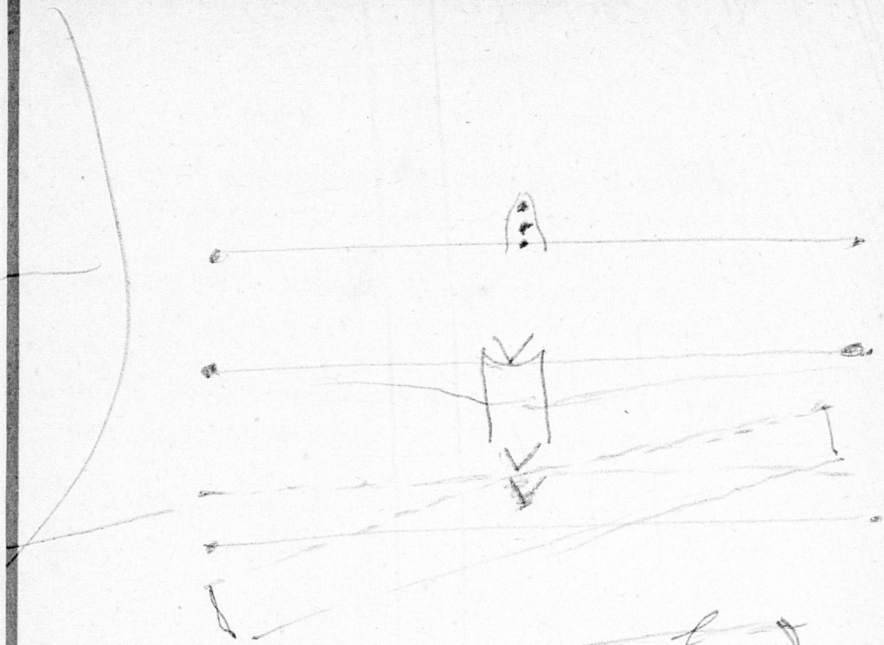
Zijn de armen der balans niet even lang (l en l') dan maakt een lichaam (L) in de ééne schaal evenwicht met P in de andere met Q. Het ware gewicht is het dan.

$$L = \sqrt{PQ} \text{ en } \frac{l}{l'} = \sqrt{\frac{P}{Q}}.$$

76. Bij de balans en bij elk werktuig geldt, in verband met § 50, de wet, dat de last maal den weg van den last gelijk is aan de macht maal den weg van de macht, nadat iedere weg terug gebracht is in de richting der kracht.

77. De eigenschap, volgens welke een lichaam zonder bijkomende oorzaak zijne snelheid of richting niet verandert, heeft men *inertie* genoemd.

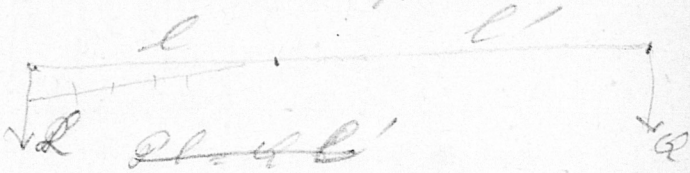
78. Een gevolg van de inertie der stof is, dat, wanneer wij haar dwingen een cirkelboogje α van den straal r in de eenheid van tijd te doorloopen, er in



$= \frac{p}{g}$

$ol \cos\varphi = pa \sin\varphi$

$-\operatorname{tg}\varphi = \frac{ol}{pa}$



$\cancel{Pl = Ql'}$

$(Ll = l'Q) \times (Ll' = lP)$

$\cancel{\frac{l}{l'} = \frac{Q}{L}}$ $\quad L = \sqrt{PQ}$

den tijd θ een verwijdering van het middelpunt, een middelpuntvlieding geboren wordt: $= \frac{a^2}{2r} = \frac{a^2}{2r\theta^2}$.

79. Het is alsof eene kracht, middelpuntvliedende kracht F genaamd, werkte op elk massadeeltje m, zoodat dan $F = \frac{m\,a^2}{r\,\theta^2}$ zou zijn, voor elk oneindig klein tijddeeltje θ op nieuw werkende.

Vergelijkt men deeltjes, die in eenzelfden tijd T een omwenteling volbrengen, dan zou zij zijn $F = \frac{4\,\pi^2 r}{T^2}$ m.

80. Daar nu alle punten der aarde bij de omwenteling in denzelfden tijd cirkelomtrekken beschrijven met een straal r cos φ, zoo is de versnelling S, door die kracht veroorzaakt, voor de deeltjes der aarde op de breedte φ:

$$S = \frac{4\,\pi^2 r \cos\varphi}{T^2}.$$

81. Hare richting is steeds loodrecht op de as der aarde, hare intensiteit is aan den aequator $\frac{g}{289}$.

Wordt zij met de versnelling der zwaartekracht gecomponeerd, zoo vermindert zij de g, op de breedte φ, met $\frac{g}{289}\cos^2\varphi$ en wijzigt zij tevens de richting der zwaartekracht.

82. Deze gewijzigde versnelling der zwaartekracht wordt het scherpst bepaald uit den slingertijd t des enkelvoudigen slingers, welke nagenoeg zou moeten zijn

$$t = \pi \sqrt{\frac{l}{g}} \text{ of } t = \pi \sqrt{\frac{ml^2}{gml}}.$$

83. Deze vergelijking is nagenoeg waar, in zooverre men bij kleineren slingerboog mag aannemen, dat het

zware punt de koorden van dien boog doorloopt, en dus de kracht aan den boog zelven evenredig is. Want dan zou het slingerend punt bij zijne ongelijkmatige beweging in denzelfden tijd tot zijnen oorspronkelijken stand terugkeeren, als wanneer het met gelijkmatige snelheid een cirkelomtrek doorliep met die koorden beschreven.

84. In die vooronderstelling kan de versnelling aan

$$g \sin \Phi = \frac{g}{l} \Phi = f \Phi$$

gelijk gesteld worden, indien wij

$$\frac{g}{l} = f \text{ den factor nemen,}$$

waarmede de hoegrootheid der uitwijking telkens vermenigvuldigd moet worden. De slingertijd t is dan

$$t = \pi \sqrt{\frac{1}{f}}.$$

85. Alleen den samengestelden slinger kunnen wij aan de proef onderwerpen. Hij bestaat uit meer deelen, wier massen m_1, m_2 enz. zijn. Gelukkig, dat proeven, empirisch met den toestel van van Dreeven, en theorie beide leeren, dat ook dan de slingertijd gevonden wordt uit:

$$t = \pi \sqrt{\frac{\Sigma\, ml^2}{g\, \Sigma\, ml}},$$

waarin het teeken Σ aanduidt, dat voor elk der massa deeltjes de producten $m_1\ l_1^2$, $m_2\ l_2^2$ moeten genomen en dan samengeteld worden.

86. De som der producten ml^2, door $\Sigma\ ml^2$ voorgesteld, wordt genoemd het *moment van inertie*, en de som der producten $g\ m\ l$ het *statisch moment*. De verhouding

$$\frac{\Sigma\, ml}{\Sigma\, ml^2} = L$$

geeft de lengte L van den enkelvoudigen slinger aan, welke in denzelfden tijd als de samengestelde zijne slingeringen zou volbrengen.

87. In elken samengestelden slinger is een punt, daarom *slingerpunt* geheeten, dat op zich zelf in denzelfden tijd als de samengestelde slinger zijne slingeringen zou volbrengen.

Slingerpunt en ophangpunt kunnen met elkander verwisseld worden zonder in dien slingertijd verandering te brengen.

88. Brengt men in het slingerpunt en ook in het ophangpunt een mes aan, zoo heeft men den reversieslinger, waarmede werkelijk op vele plaatsen der aardoppervlakte, zelfs op bergen en in mijnen de versnelling g bepaald is.

Door óf een mes, óf een gewicht, òf beide te verschuiven, kan men hem een gewenschten slingertijd geven.

89. De inertie der stof brengt ook mede, dat een slinger of elk draaiend massief lichaam het vlak van beweging tracht te bewaren.

Laat men dus aan de polen der aarde een slinger of een geaequilibreerd lichaam om een horizontale as, die zich om een verticale as draaien kan, wentelen, zoo schijnt hun vlak elk uur 15° te veranderen.

90. Is de slinger op eene plaats van de breedte φ opgehangen of het lichaam (gyroskoop) niet geaequilibreerd, zoo tracht de zwaartekracht het vlak tevens om eene andere horizontale as te laten draaien. Het lichaam gehoorzaamt dan niet onmiddellijk aan de zwaartekracht, weshalve het „*corps flottant*" heet, maar draait ook, evenals de slinger om de verticale as.

91. Het bedrag van die draaiingen berekent men

uit de waarheid, dat men evenals twee verschillende snelheden § 58, ook twee draaiingen om twee verschillende assen vervangen kan door eene draaiing om ééne as en omgekeerd.

Evenwicht van Vloeistoffen.

92. Zijn de deeltjes zeer bewegelijk ten opzichte van elkander (vloeistoffen en gassen) dan wordt elke drukking gelijkelijk naar alle richtingen voortgeplant, zoodat het gewicht p op eene oppervlakte o werkende, op elk even groot gedeelte o van den wand van het vat of van een ingedompeld lichaam eveneens werkt en wel loodrecht daarop.

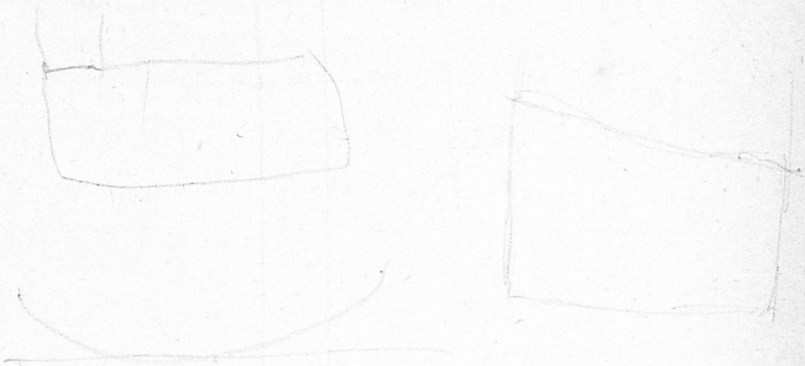
Men kan dus door eene tegendrukking p in het middelpunt van figuur (zwaartepunt) van o aangebracht de vloeistof in evenwicht houden.

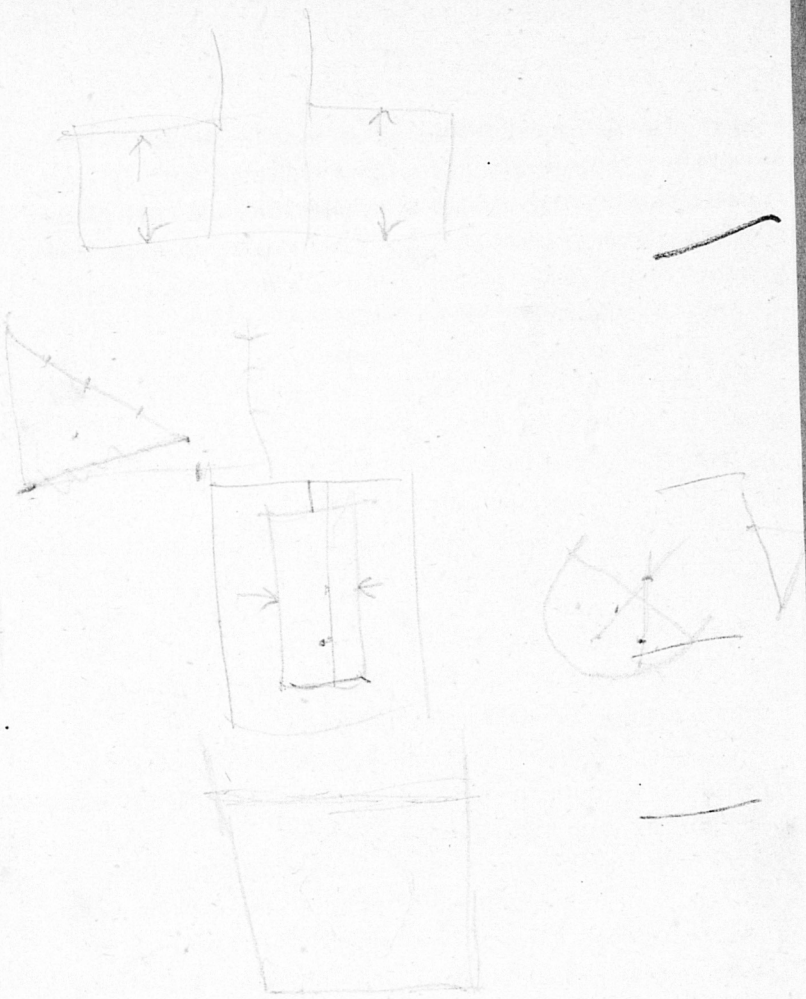
93. Werken er krachten (bijv. de zwaartekracht) op elk deeltje, zoo moet de vrije oppervlakte loodrecht zijn op de werkende kracht. Behalve de drukking op die vrije oppervlakte', welke naar § 92 wordt voortgeplant, komt er nu, voor dieper (verder van de oppervlakte) gelegen deeltjes, nog de werking bij die op de tusschengelegen lagen is uitgeoefend.

94. Die bijkomende drukking p hangt af van het aantal laagjes n, van den aard der laagjes s waardoor de werkende krachten, de drukking, sterker of minder sterk vermeerderen. Zij is dus: $p = h\,o\,s$, en voor de geheele drukking P, indien P_1 de drukking is op de vrije oppervlakte, heeft men op een oppervlakte o:

$$P = P_1\,o + h\,o\,s.$$

95. Ook nu heeft de vorm van het vat geen invloed (evenmin als in § 92), op de drukking op zekere op-





pervlakte *o*, daar de wanden van het vat op de vloeistof evensterk terugwerken of er door gedragen worden (Paradox van Pascal); maar men moet nu, voor het evenwicht, eene tegenwerkende kracht niet meer in het zwaartepunt, maar in het *centre de pression* aanbrengen.

96. In Uvormige buizen staat de oppervlakte evenhoog, indien de vloeistof terweerszijde dezelfde is en dezelfde drukking van buiten ondervindt; anders moet $h\,o\,s = h_1\,o\,s_1$ zijn.

Men zal dus door het meten der hoogten de verhouding van s en s_1 kunnen bepalen.

97. Elk lichaam in een vloeistof geworpen wordt door haar naar boven gestuwd met een kracht, gelijk aan het gewicht van de door zijn ondergedompeld gedeelte verplaatste vloeistof. Men kan dus het volumen daarvan bepalen en indien het geheel ondergedompeld is, zijn soortelijk gewicht (Archimedes).

98. Die opstuwende kracht kan gedacht worden aangebracht te zijn in het zwaartepunt van figuur van het ondergedompelde gedeelte.

99. Op een drijvend lichaam werken dus twee krachten in verschillende punten en in tegengestelde richting, waardoor meestal eene draaiende beweging ontstaat, totdat het lichaam in eene stabiele evenwichtsstelling gekomen is, waarbij een zeker punt (metacentrum) boven het zwaartepunt gekomen is.

100. *Soortelijk gewicht* van een lichaam is het ware gewicht van de eenheid van volumen, d. i. van één cM^3.

Dichtheid is de verhouding van het soortelijk gewicht tot dat van een gelijk volumen zuiver gedestilleerd water in gewone omstandigheden, op zijn grootste dichtheid, vergelijk § 42.

101. Dat soortelijk gewicht toch verandert vooral

door drukking, minder bij vaste lichamen en vloeistoffen, zeer veel bij gassen, die volgens dezelfde wetten hunne drukking (§ 94) en opstuwende kracht (§ 98) uitoefenen.

102. De bepaling der dichtheid geschiedt met Areometers, densimeters, fleschjes of volumeters, waarbij of het volume, of het gewicht constant is, of beider verandering gemeten wordt.

103. Het volumen V der gassen hangt met de drukking P samen, bijna volgens de formule van Boyle.

$$V P = \text{Constante.}$$

In waarheid is

$$V P = V_1 P_1 (1 + \delta).$$

waarin δ eene kleine nu eens positieve dan eens negatieve grootheid voorstelt, van welke wij eerst later reden kunnen geven, totdat de drukking zoo groot is, dat het gas tot vloeistof verdicht wordt.

104. Bij gassen hangt de drukking niet enkel van de zwaarte af. Zij wordt bepaald door de snelheid c, waarmede hunne deeltjes zich bewegen, voorts door de massa en het aantal der deeltjes.

$$3 P V = 2 Mc^2.$$

105. Die snelheid is grooter tegen lagere gedeelten van den wand, en tegen den bodem zooveel grooter, dat daardoor de vermeerdering van drukking gelijk staat met het gewicht van het gas in het vat.

106. De barometer meet de drukking van den dampkring door middel van de hoogte B eener vloeistofkolom.

Zij neemt af, als de hoogte h van de plaats van waarneming boven de oppervlakte der aarde toeneemt en wel ongeveer in arithmetische reeks, als de hoogten toenemen in geometrische reeks.

$$X = 16000 \frac{H-h}{H+h} \left(1 + \frac{2(t+\quad}{1000}\right.$$

Uit $B_n = B_o\ (1 - ch)^n$
komt, voor $H = nh$, in gemiddelde breedte ongeveer

$$H = 18398\ log\ \frac{B_n}{B_o}.$$

107. Vermeerdert of vermindert men het volumen V van een gas met een volumen v, zoo wordt de drukking P nu P'

$$P' = \frac{V}{V + v} \text{ of } = \frac{V}{V - v}.$$

Hierop berust de werking der pompen: der zuig- en perspompen.

108. Door middel van een zuigpomp zal men dus water kunnen opzuigen of lucht kunnen verdunnen tot een zekere maat, maar nooit de lucht geheel kunnen wegnemen, ook niet, indien er geen schadelijke ruimte bestond. Samenpersing of opvoering van water kan zonder de laatste door een perspomp in onbepaalde maat mogelijk zijn.

Beweging van gassen en vloeistoffen.

109. Bij vaste lichamen hebben wij geen onderscheid te maken tusschen de voortbeweging der lichamen zelve en van hunne deeltjes, omdat die elkander niet verlaten, maar bij vloeistoffen hebben wij reeds verplaatsing van die deeltjes en bij gassen staat ieder deeltje op zich zelf.

110. Vloeistoffen en gassen vloeien door een opening uit met een snelheid v gegeven door $v^2 = 2gh$, waarin bij vloeistoffen h de hoogte is der oppervlakte boven de opening; terwijl bij gassen die hoogte de hoogte voorstelt die noodig zou zijn, om de bestaande drukking teweeg te brengen.

111. Is de drukking binnen het vat p' en die buiten het vat p'', zoo wordt de snelheid gegeven door

$$v = \sqrt{2\,g.}\ \frac{\delta}{d}\left(\frac{p'-p''}{p'}\right)$$

δ en d de dichtheid binnen en buiten het vat.

112. De hoeveelheid vloeistof of lucht, die uitvloeit is slechts ongeveer $^2/_3$ van die, welke volgens die snelheid zou uitvloeien, indien niet de richting van beweging der deeltjes naar de as van uitvloeiing, en de onderlinge werking der vloeistofdeeltjes die doorsnede kleiner maakte (vena contracta.)

113. Door het aanbrengen van buizen van zekeren vorm kan men de hoeveelheid tot de theoretische doen naderen; maar als de buizen lang l en van geringe doorsnede D zijn, met een straal r, wordt de hoeveelheid a naar Poiseuille bij een drukking p gegeven door:

$$a = bp\,\frac{D^2}{l} = \frac{bp\,r^4}{\pi^2 l}.$$

114. Daar de deeltjes van verschillende gassen onder dezelfde drukking een verschillende snelheid hebben, omgekeerd evenredig aan den vierkantswortel uit hunne dichtheid § 103, diffundeeren zij met ongelijke snelheid door de poriën van vaste lichamen en zullen de deeltjes van ieder gas, bij het door elkander vliegen een *bewegelijk evenwicht* vormen, zoodat door elke doorsnede van elk gas, in denzelfden tijd evenveel deeltjes van rechts naar links gaan, als omgekeerd.

115. De som der drukkingen van elk gas op zich zelf zal alsdan gelijk aan de geheele drukking zijn (Dalton).

Adhaesie en Cohaesie werkingen.

116. Zijn gassen door vloeistoffen begrensd zoo drin-

Vide: equilibrium mobile tensionis (als vl
in beperkte ruimte verdampt) wanneer gedurig
veel deeltjes verdampen als er condenseeren.

† druppels lijn
in lovrium
is in de druppel
en coll. stof gebeurt
er niets bij kristall
stoffen heeft er ex osmose
plaats

gen zij gedeeltelijk daarin door en er ontstaat een bewegelijk evenwicht tusschen de al en de niet opgeloste gasdeeltjes (Bunsen).

Als dit bewegelijk evenwicht (een nieuw begrip dat een bijzondere groote rol in de physiâ speelt) bij verschillende drukkingen tot stand gekomen is, zijn er steeds van dezelfde stof zeer nabij evenveel volumina in de vloeistof opgenomen.

117. Ook niet chemisch op elkander werkende vloeistoffen dringen in elkander door (diffusie).

Dit geschiedt bij de zooveel meer beperkte beweging der vloeistofdeeltjes veel langzamer, maar eindigt evenals bij gassen eerst dan als het mengsel gelijkmatig is geworden, behoudens een geringe storing door de zwaartekracht (Weber).

118. Bij die vermenging van de eene stof met de andere, veranderen de betrekkelijke hoeveelheden in de lagen en worden er waarschijnlijk oplossingen gemaakt in oplossingen, ongeveer zooals bij ether en water plaats heeft.

119. Zijn twee vloeistoffen door een poreuse membraan gescheiden, hetzij deze van dierlijken of plantaardigen oorsprong zij, of kunstmatig naar Pfeffer gemaakt, zoo dringt de eene bij voorkeur door die membraan; meestal ook wederkeerig de andere (Osmose).

120. Graham verdeelde de stoffen in krystalloïde en in colloïde stoffen en Traube toonde aan, dat van sommige stoffen de deeltjes te groot zijn.

121. Het schijnt, dat steeds de eene vloeistof meer langs de wanden der poriën indringt de andere in tegengestelden zin langs de as (Brücke). De verhouding der twee hoeveelheden heeft men wel osmotisch aequivalent genoemd.

122. Dit aequivalent kan naar mijne meening, tegelijkertijd met die van Brücke ontwikkeld, niet standvastig zijn, omdat dezelfde deeltjes bij verandering der verbindingen naar § 118 telkens heen en weder kunnen gaan.

123. Behalve de zwaartekracht werken op de gas- en vloeistofdeeltjes ook andere krachten, bijv. die van de omringende gas- en vloeistofdeeltjes uitgaan.

Hierdoor worden gassen tegen de vaste wanden verdicht, en de buitenste lagen der vloeistof tegen vaste lichamen en andere vloeistoffen ook tot andere dichtheid gebracht, waardoor zij een zekere elasticiteit vertoonen.

124. De vorm der vrije oppervlakte wordt door die moleculaire krachten gewijzigd.

Zij staat hol of bol naar binnen, naarmate op de vloeistofdeeltjes de aantrekking Q der overige vloeistofdeeltjes kleiner of grooter is dan de dubbele aantrekking van den wand.

125. Dientengevolge wordt de vloeistof gedeeltelijk tot eene hoogte H neergedrukt of opgeheven (capillariteit), en wel is die kracht in een buis evenredig aan de uitgestrektheid der grenslijn van vloeistof en wand.

126. Maar de last vermeerdert nagenoeg evenredig aan den inhoud. Voert men de kromtestralen R en R^1 in twee op elkander loodrechte doorsneden in, zoo heeft men:

$$H = \frac{a^2}{s}\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R^1}\right)$$

a^2 is dan de capillariteitsconstante, s het specifiek gewicht.

127. Ook de hoegrootheid der droppels, de kracht van aanhechting aan adhaesie-plaatjes, de snelheid van

doorvloeiing door enge buizen, de elasticiteit der oppervlakte worden door de capillariteitsconstante bepaald.

128. Wordt de vloeistof aan de werking der zwaartekracht onttrokken, zoo neemt zij den bolvorm aan of, bij omwenteling, den vorm van een ring.

129. Vloeistoffen in dunne vliezen uitgebreid trachten zich weer samen te trekken. Elke vermeerdering van oppervlakte kost kracht daaraan evenredig.

Bij strijd tusschen deze kracht en de inwendige drukking ontstaan, tusschen geraamten van lichamen, bolvormige oppervlakten, waarvan steeds vier in een punt samen komen.

130. De hoeken tusschen elk paar aaneensluitende oppervlakten zijn gelijk, als bijzonder geval van den regel, volgens welke de hoeken bepaald zijn tusschen de oppervlakten van verschillende vloeistoffen onderling en met die van de vaste lichamen, waaraan zij zich aansluiten.

131. Bij aansluiting van vloeistofvliezen aan een of twee ringen kan men ook gedeelten van bollen verkrijgen, omwentelingshyperboloïden, voor welke in elk punt de gemiddelde kromming, $\frac{1}{2}\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R^1}\right)$, evenredig is aan het verschil in drukking binnen en buiten de begrensde ruimte. Ook de vorm der druppels is daardoor bepaald.

132. Deze hyperboloïden breken, en ook die, welke door eene aan de werking der zwaarte onttrokken vloeistof gevormd worden, zoodra de afstand der ringen, waaraan zij gehecht zijn, π maal zoo groot wordt als de middellijn dier ringen (Plateau.)

133. De kracht, waarmede vaste lichamen zich verzetten tegen vervormingen, en waarmede zij die, bin-

nen zekere grenzen, trachten te herstellen, heet veerkracht § 62, en wordt aangegeven door den modulus van Elasticiteit *E*.

134. Die modulus, kortweg de *elasticiteit*, en van groot gewicht bij de theorie van het geluid, wordt bij een draad, welks lengte l, en welks doorsnede D is, bepaald:

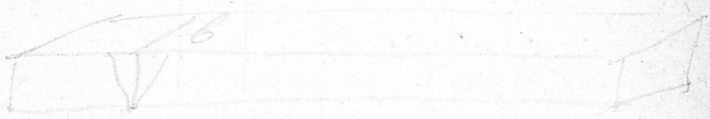
1. bij rekking, uit de verlenging λ onder den invloed van een gewicht naar $E = \frac{P\,l}{D\,\lambda}$.

2. bij wringing, uit de draaiing φ onder den invloed van een moment, naar $E = \frac{M\,l}{r^4\,\varphi}$.

3. bij buiging, uit de grootte der doorbuiging *B*, welke behalve van het gewicht en van de drie afmetingen h, b en l der staaf ook van haar afhangt naar $E = \frac{l^3\,b}{h^3\,B}\,P$.

135. Bij vloeistoffen bepaalt men de elasticiteit uit de samendrukking, welke eene kolom onder den invloed van eene kolom van gelijke zwaarte ondergaat; bij gassen is zij evenredig aan de drukking.

136. Maakt men de vervormingen § 134 te groot, dan keert dezelfde vorm na opheffing der werking niet geheel terug. Altijd heeft er nawerking plaats.



II. GELUID.

Trillingen.

1. De waarneming van geluid wordt bij ons teweeggebracht door zekere periodische beweging (trilling), toegeschreven aan de onderlinge werking der kleinste deeltjes.

2. Die beweging moet van het geluidgevend lichaam tot ons oor worden overgebracht door tusschenliggende stof, (medium).

3. In verschillende media heeft die voortplanting met verschillende snelheid v plaats, bijna onafhankelijk van den aard van het geluid. Die voortplantingssnelheid moet steeds onderscheiden worden van de snelheid van beweging c der deeltjes zelven.

4. Den aard van het geluid onderscheiden wij naar sterkte (amplitude) en naar klank (timbre), in eenvoudige gevallen naar toonshoogte (trillingsduur T.)

5. Indien een lichaam een muziekalen toon voortbrengt, worden er regelmatige golven gemaakt.

Elk deeltje is dan achtereenvolgens in een anderen toestand van beweging, maar die na gelijke tijden terugkeert.

6. Die toestanden noemt men phasen. Als voor een zeker deeltje $\frac{1}{n}$ van den trillingstijd verloopen is, zegt men dat de phase $\frac{360^\circ}{n}$ bedraagt.

Deeltjes op zekeren afstand van de bron doorloopen de phasen later.

7. De verplaatsing x en de snelheid c van een deeltje, indien er een kracht op werkt, evenredig aan de grootte zijner verplaatsing, wordt dan weergegeven door:

$$x = A \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

$$c = B \cos 2\pi \frac{t}{T} = B \sin (90—2\pi \frac{t}{T}).$$

A en B hangen met de sterkte samen: A = amplitude, B = snelheid waarmede het deeltje door den evenwichtstoestand gaat; T geeft den trillingsduur aan, t den tijd verloopen sedert den aanvang.

8. Die trillingen worden achtereenvolgens aan andere deeltjes medegedeeld met een voortplantingssnelheid v. Daardoor ontstaat de golf, wier lengte $l = v\,T$ gegeven wordt door den naasten afstand tusschen een paar punten, die in dezelfde phase zijn.

9. Zoodanige trilling komt dan op een afstand p van de bron zooveel later aan, als de tijd bedraagt, noodig om dien afstand p te doorloopen. Op den afstand p is dan de verplaatsing:

$$x = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{p}{l}\right).$$

10. Gaat eene trilling over van een lichaam in een ander, zoo wordt zij aan de grensvlakken teruggekaatst. Is de tweede middenstof ijler dan de eerste, of de grensvlakte vrij, zoo legt zich de golf, eenvoudig zich omwendende, over de oorspronkelijke heen; is de tweede middenstof dichter of de grensvlakte vast, zoo wordt bovendien de richting van beweging in de tegengestelde veranderd.

Interferentie.

11. *Interferentie* van trillingen noemt men de wijziging, welke door eene oorzaak van trilling op eene reeds bestaande trillende beweging wordt geoefend; meer bijzonder, zoo de beide soorten van trilling van denzelfden aard zijn en in denzelfden of juist tegengestelden zin voortgaande elkander ontmoeten.

12. Is de afstand tusschen twee begrensde vlakken a, en het punt op een afstand p van het eerste, op een afstand p^1 van het tweede verwijderd, zoo is de gewijzigde trilling in het eerste geval:

$$x + x' = 2\,A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{p + p^1}{2\,l}\right) \cos \pi \frac{p - p^1}{l},$$

in het tweede

$$x - x' = 2\,A \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{p + p^1}{2\,l}\right) \sin \pi \frac{p - p^1}{l}$$

13. In beide gevallen heeft men, als a een veelvoud van l is, punten, die voortdurend in rust zijn (knoopen), op afstanden van elkander $= \frac{1}{2}\,l$, en evenzoo punten, die in de sterkste beweging zijn (buiken) op plaatsen, midden tusschen deze gelegen en dus ook veelvouden van $\frac{l}{2}$ van elkander gelegen, terwijl buiken en knoopen $\frac{l}{4}$ van elkander gevonden worden.

14. Men kan ze door poeder zichtbaar maken. In een vast uiteinde ligt altijd een knoop, in een vrij uiteinde altijd een buik. Behoudens den invloed van storingen kan men nu, op afstanden van 1, 3, 5, kwartgolflengten van die uiteinden af, een buik of een knoop vinden.

15. Vandaar de verschillende verdeeling in open en gesloten orgelpijpen, en voor zoover staven aangaat, in staven met geheel of ten deele vrije, of wel met aan beide zijden vast bevestigde uiteinden.

16. Merkwaardig zijn ook de trillingen en knoopenlijnen van platen (Chladni). Ook op de oppervlakte van vloeistoffen kan men figuren van buiken en knoopen te voorschijn roepen. Steeds bewegen zich aangrenzende gedeelten, door knoopenlijnen gescheiden, in tegengestelden zin.

17. Is de voortplanting der trillingen door twee bronnen veroorzaakt, loodrecht op elkaâr, zoo kunnen zij nergens stilstand teweegbrengen, geene *staande* trillingen. Toch leidt ook dan de interferentie tot praktische toepassing, zie § 25.

Tonen en hun verband.

18. Eene enkelvoudige periodische beweging geeft veelal een toon. De toonshoogte wordt alleen bepaald door het aantal trillingen n in de secunde. (Sirène.) Steeds is $nl = v$, en, om $v\,T = l$, ook $n\,T = 1$.

19. Tonen, wier aantal trillingen het veelvoud is van een anderen, (grondtoon) worden diens boventonen genoemd. Zij kunnen na elkander of ook te gelijk in een zelfde lichaam worden voortgebracht.

Dan wordt de beweging van een deeltje gegeven door:

$$x = \Sigma^n A \sin 2\pi \frac{t}{T}$$

20. Harmonische tonen hebben onderling zeer eenvoudige verhoudingen (intervallen) voor het aantal hunner trillingen:

het dur-accoord	4,	5,	6,	8
	grondtoon	terts	quint	octaaf
het mol-accoord	10,	12,	15,	20.

21. Men verdeelt deze intervallen nog in kleine en groote geheele intervallen van $^{9}/_{8}$ en $^{10}/_{9}$, en in halve intervallen van $^{16}/_{15}$, zeven in aantal op een octaaf.

De eenvoudigste getallen zijn hiervoor:

In het duroctaaf 240, 270, 300, 320, 360, 400, 450, 480
C. D. E. F. G. A. B. C.

In het moloctaaf 240, 270, 288, 324, 360, 405, 450, 480

De E in het laatste is dus bijna een half interval lager dan in het eerste. Daarvoor moet dus een nieuwe toon toegevoegd worden.

22. Daarenboven, wil men eene melodie met een anderen toon, dus met C aanvangen, of bij opvolging met quinten, zoo worden nog vele andere tonen noodzakelijk gemaakt: een verhoogde D dis D*, en een verlaagde E es of E^{b} vallen dan tusschen D en E enz.

23. De instrumenten met vaste tonen nemen voor zulk een paar tonen een enkelen toon. Men verdeelt dan het geheele octaaf in twaalf tonen met gelijke intervallen $= \sqrt[12]{2}$ en heeft dan:

C	C*	D	D*	E	F	F*	G	G*	A	A*	B	C
	$\overline{D^{b}}$		$\overline{E^{b}}$			$\overline{G^{b}}$		$\overline{A^{b}}$		$\overline{B^{b}}$		

$1 \quad \sqrt[12]{2} \quad \sqrt[12]{2^{2}} \quad \sqrt[12]{2^{3}} \quad \sqrt[12]{2^{4}} \quad \sqrt[12]{2^{5}} \quad \sqrt[12]{2^{6}} \quad \sqrt[12]{2^{7}} \quad \sqrt[12]{2^{8}} \quad \sqrt[12]{2^{9}} \quad \sqrt[12]{2^{10}} \quad \sqrt[12]{2^{11}} \quad 2$

ut ut* re re* mi fa fa* sol sol* la la* ci ut

24. Twee opeenvolgenden van deze laatsten klinken reeds zeer onaangenaam, daar zij nog gedeeltelijk door dezelfde oorvezelen worden waargenomen, want zoo ontstaan beurtelings versterkingen en verzwakkingen (zwevingen), door welker aantal te tellen Scheibler,

op eene wijze onafhankelijk van de sirene, tot de bepaling van het aantal trillingen kwam.

25. Lissajous deed de zwevingen het eerst *zien*. Zijne figuren veranderen, omdat het phase-verschil dier twee bijna gelijke tonen voortdurend verandert. Voor onderling harmonische tonen kunnen de figuren ook naar § 7 geconstrueerd worden. Hare vormen worden gegeven door den eenen toon op de X as, den anderen op de Y as voor te stellen, en dan tusschen

$$x = A \sin 2\pi \frac{t}{T}, \text{ of ook } = A \sin 2\pi \frac{t}{nT}$$

$$y = A \sin 2\pi \frac{t}{T} - \frac{p}{l}$$

de t te elimineeren.

Opwekking en onderzoek van klanken.

26. Het geluid deelt zich ook aan andere lichamen, aan vliezen en aan met lucht gevulde holten mede en wordt daardoor voor het oor versterkt (waarom zij resonatoren genoemd worden), zoodra dezelfde knoopsafstanden daarin kunnen worden voortgebracht.

27. Zelfs kunnen tonen worden gemaakt, die niet aangegeven werden, maar uit combinatie der voorhanden tonen, onverschillig in welk phase-verschil, ontstaan: differentie- en summatietoonen.

28. Zoo kan dan een reeks van resonatoren dienen om te onderzoeken, welke tonen in een gegeven klank: eene verzameling van tonen voorhanden zijn, praktischer dan de mathematicus uit de vergelijking van de golf zou kunnen afleiden, welke enkelvoudige golven over elkander moeten vallen om de golf voort te brengen.

Savart deed dit door te onderzoeken, waar een teruggekaatste toon het best of het minst goed hoorbaar was, naar § 13.

29. Een zekere toon of zijn harmonische klank kan zelfs in een vast lichaam, uit andere lichamen, blijvend worden opgewekt, alleen door middel van overbrenging door de lucht, mits al weder het lichaam dien toon toelaat.

30. Meestal laten de lichamen meer tonen tegelijk toe, snaren en met lucht gevulde holten bij voorkeur harmonische. Vliezen, staven onharmonische zie § 41, waarbij dan de bewegingen en ook de formule van trilling veel meer samengesteld worden.

Toch leert de mathematicus dat de formule kan worden weergegeven door termen met de sinussen der veelvouden.

31. Naar dit beginsel kan men ook uit de resonans van overigens bekende holten beoordeelen, of die ten deele door andere stoffen gevuld zijn, auscultatie.

Oorzaak der trilling.

32. Om deze geluidsbewegingen en hare voortplanting te verklaren, nam men tot voor weinige jaren aan:

1°. De deeltjes van de lichamen kunnen in punten, welke op een zekeren afstand (evenwichts-afstand) gelegen zijn in rust verkeeren; maar daaruit gebracht, slingeren zij daarom heen en weder.

2°. Door een niet te sterke storing als in § 27 voor de summatietonen, uit de evenwichtspunten gebracht, trachten zij tot de evenwichtsstanden terug te keeren met eene kracht evenredig aan hunne verplaatsing.

33. Slechts zeldzaam is de richting der kracht, welke de deeltjes terugbrengt, juist tegengesteld aan de richting der verplaatsing. In het algemeen ontstaan tweeërlei trillingen in loodrecht op elkander gerichte vlakken.

34. De in § 32 gegeven beschouwing geldt nog voor den vasten en vloeibaren toestand. Bij de lucht nam men (en mag men voor de uitkomst nog nemen) deze kracht evenredig aan hare tijdelijke drukking.

In verband met de nieuwe kinetische theorie der gassen, moet men daarvoor tot eene meer ingewikkelde verklaring zijne toevlucht nemen, welke nog niet volkomen gevonden is.

35. De kracht, waarmede de deeltjes tot hunnen evenwichtstoestand terugkeeren, wordt veerkracht genoemd.

Zij wordt uitgedrukt (voor vaste lichamen) door het gewicht, noodig om aan eene staaf de dubbele lengte te geven.

Of ook wel veelal (voor vloeistoffen) door de verlenging of verandering, welke de lengte der staaf of de eenheid van volumen door eene drukking van een staaf of kolom van dezelfde soort en grootte zou ondergaan.

36. Een staaf met de doorsnede D en lengte l wordt λ langer onder den invloed van een gewicht P

$$\text{dan is } \lambda = \frac{P\,l}{D\,E}$$

en dan wordt E de elasticiteits-coefficient genoemd.

37. Wil men een staaf buigen l lang, b breed en h hoog, zoo is de doorbuiging

$$B = \frac{4}{F} \cdot \frac{P\,l^3}{b\,h^3}.$$

38. Wringen wij zulk een staaf aan het boveneind bevestigd, zoodat het ondereind φ° omgedraaid is, dan is

$$\varphi = \frac{l\,M}{E\,D^2}$$

als M het moment is of het gewicht, hetwelk op een hefboomsarm van de eenheid van lengte werkt.

39. In deze gevallen worden bij wegneming der gewichten volmaakt isochrone slingeringen volbracht zoolang de betrekkelijke verplaatsing niet te groot is, d. i. zoolang de krachten daaraan evenredig mogen worden gesteld, en men er niet op behoeft te letten, dat door de elastische nawerking de oorspronkelijke evenwichtsstand veranderd is.

Voortplanting van het geluid.

40. De snelheid van het geluid kan door den afstand der knoopen en het aantal trillingen n naar § 15 berekend worden; ook, de betrekkelijke snelheid $\frac{v}{v^1}$ in twee verschillende middenstoffen, naar Kundt.

41. Is L de hoofdafmeting van het volumen, terwijl men in acht neemt, dat de beide anderen eenigen invloed hebben, zoo is in de eenvoudige gevallen van § 15 een even of oneven veelvoud van l gelijk $4\,L$.

$$n = 2\,m\,\frac{v}{4L} \text{ of } (2\,m-1)\,\frac{v}{4L}$$

Bij buiging van staven komen m^2, $(2\,m-1)^2$, $(2\,m+1)^2$ of $4\,m+1$ in plaats van een dezer factoren.

42. Daar de eerste en laatste afdeeling van het trillende volumen een weinig korter is dan de middelafdeelingen, moet men daarvoor eene correctie zoeken

en aanbrengen; in elk geval vergelijke men de theoretische snelheid, uit de elasticiteit berekend, met de bovengenoemde, ten einde beide juister te leeren kennen.

43. Die voortplanting is longitudinaal of transversaal ten opzichte der trillingen.

Het spraakgebruik noemt *longitudinale* trillingen, welke in lucht, orgelpijpen en gestooten staven voornamelijk voorkomen in de richting der voortplanting, *transversale* trillingen, welke loodrecht op de richting van voortplanting aanwezig zijn, zooals bij snaren, stemvorken, gebogen staven. Eigenlijk komen in vaste lichamen steeds beide soorten voor, of liever worden de trillingen in beide richtingen voortgeplant.

44. Voor longitudinale voortplanting heeft men nu: *a*) in vaste lichamen onmiddellijk, als *d* de dichtheid

$$v = \sqrt{\frac{E}{d}};$$

b) voor vloeistoffen voert men liever den coëfficient van samendrukking ε in op de eenheid van hoogte l, welke ε uit μ de samendrukking door eene kolom vloeistof, wier gewicht gelijk aan dat der atmospheer voor een doorsnede D gevonden wordt,

$$\text{dus } \varepsilon = \frac{P}{Dl\,E}, \text{ en } \sqrt{\frac{E}{d}} = \sqrt{\frac{P}{dDl\varepsilon}} = \sqrt{\frac{g}{\varepsilon}}$$

c) voor gassen komt, in plaats van de E naar Boyle, de tijdelijke drukking, welke zelve afhankelijk zal blijken van de bij die tijdelijke samendrukking ontwikkelde warmte.

45. Bij transversale trillingen van snaren, komt als elasticiteit het spannende gewicht op de eenheid van

doorsnede dus $p = \frac{P}{D} = E$ in rekening, s soortelijk gewicht

$$\text{en dus } v' = \sqrt{\frac{E}{d}} = \sqrt{\frac{Eg}{s}} = \sqrt{\frac{P}{D}\frac{g}{s}}.$$

46. De snelheid v van voortplanting in longitudinalen zin staat tot deze snelheid v' in transversalen zin in een voor elke stof door hare compressibiliteit δ gegeven betrekking:

$$v : v' = \sqrt{\frac{Eg}{s}} : \sqrt{\frac{P}{D}\frac{g}{s}} = 1 : \sqrt{\frac{P}{DE}}$$

maar is $\delta = \frac{\lambda}{l} = \frac{P}{DE}$, § 36, de uitzetting van de lengte-eenheid der stof voor het spannende gewicht, zoo wordt

$$v : v' = 1 : \sqrt{\delta}.$$

47. De trillingstijd T en dus ook het aantal trillingen van zulk een staaf of snaar kan direct uit de werkende kracht door in $T = \frac{2\pi}{\sqrt{k}}$ (als k de versnelling is door de krachten teweeggebracht) overeenkomstig met wat wij bij den slinger zagen, worden afgeleid, als men de lengte van de golven l in aanmerking neemt, welke in de snaar of staaf gevormd worden.

48. Bij snaren kent men de golflengte gemakkelijk maar moet men voor het berekenen van het aantal trillingen op den invloed der stijfheid letten. In plaats van P moet men (§ 45) $P + P_0$ nemen.

49. Bij transversale trillingen van staven in hare geheele lengte is de drijvende kracht E in evenwicht met of gelijk aan het spannende gewicht

$$P = \frac{E\,b\,h^3}{4\,l^3}\,B, \text{ of } p = \frac{E\,b\,h^3}{l^3}$$

voor een buiging $B = 1$.

Als dus k de versnelling is en $m = fm'$ de massa, die in het eindpunt der staaf zou moeten in de plaats worden gesteld van hare massa m', zoo is de trillingstijd

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{k}} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{E b h^3 g}{4 l^3 f b h l s}}} = 4\pi \frac{l^2}{h} \sqrt{\frac{f s}{g E}}.$$

50. Is de lucht weder door een andere middelstof, een veerkrachtigen wand begrensd, dan worden die golven voor het grootste gedeelte teruggekaatst en geven zij aanleiding tot het ontstaan der echo.

51. Bij minder dichte middenstof bijv. CO^2 aan die lucht grenzende, wordt het grootste gedeelte doorgelaten, maar als nu de grensvlakte niet loodrecht is op de richting, met verandering van richting (breking) voortgeplant. (De wetten van terugkaatsing en breking zullen wij later grondig bij het licht behandelen).

Waarneming en wijziging.

52. Eindelijk worden wij ze gewaar als zij voornamelijk door het oor worden opgevangen. Eerst komen zij dan in het uitwendig oor, brengen het trommelvlies in beweging; daarop brengen de drie beentjes: de hamer, het aanbeeld en de stijgbeugel ze naar het uitwendige oor over, door tegen het vlies van het ovale venster te tikken; zoo komen zij in het labyrinth en het slakkenhuis, waarin de vloeistof in beweging komt.

53. In die vloeistof worden met medewerking van de Cortische gehoorbeentjes de fijne vezelen der gehoorzenuw, welke van verschillende lengte ieder slechts voor tonen van weinig verschillende golflengte gevoelig zijn, in trilling gebracht; van deze trillingen worden wij ons dan als van geluid bewust.

54. Bij het spreken bepaalt de aanwezigheid van meer of minder boventonen en hunne betrekkelijke sterkte welke men met zijne stemmiddelen wijzigt, den klank der vocalen. Ook de vorming der medeklinkers hangt daarmede samen. (Donders, Helmholtz.)

55. Bij beweging, met een snelheid c, van de geluidsbron of van den waarnemer (Doppler) schijnt het aantal trillingen n' terwijl het n is; zoodat in de vier mogelijke eenvoudige gevallen

$$n' = \frac{n\,(v \pm c)}{v} = \text{of } n' = \frac{n\,v}{(v \pm c)}.$$

III. WARMTE. [1])

Temperatuur, Uitzetting.

1. Het woord *warmte* heeft twee beteekenissen: een warm zijn en eene hoeveelheid.

In de eerste beteekenis geeft het woord een toestand van een lichaam te kennen, dien wij met ons gevoel waarnemen: *temperatuur*.

In de tweede beteekenis, waarvoor wij *warmte* zullen blijven bezigen, geeft het de hoeveelheid levende kracht aan, die het lichaam bezit, of het van den eenen in den anderen toestand brengt.

2. Wij noemen de temperatuur hooger of lager, naarmate het lichaam voor ons gevoel warmer of kouder is, warmte afgeeft of ontvangt, of naar fijnere kenmerken meer in toestand met dien van gloeiende lichamen overeenkomt, of met dien van ijs.

3. Zoodanig fijner kenmerk vinden wij in de uitgebreidheid van het lichaam, daar bijna zonder uitzondering het volumen van een lichaam toeneemt met de temperatuur, althans, zooveel wij nog weten hetzelfde is onder dezelfde drukking en op eene zelfde temperatuur.

---

1) Vergelijk vooral over dezen toestand de schets eener Physiologie van het onbewerktuigde Rijk der Natuur. Kemink & Zoon, Utr. 1849.

$$L_t = L_0(1+\Delta t)$$

$$V_t = V_0(1+\alpha t)$$

$$V : V_t = L^3 : L_t^3$$

$$L_t^3 = L_0^3(1+\Delta t)^3$$

$$V_t = V_0(1+\Delta t)^3$$

$$1 + \alpha t = (1+\Delta t)^3$$

$$\alpha t = 1 + 3\Delta t + 3\Delta t^2 + \Delta t^3$$

$$\alpha t = 3\Delta t$$

$$\alpha = 3\Delta$$

4. Eene gewichtige waarheid komt spoedig aan den dag: dat alle lichamen, zoo zij slechts met elkander warmte kunnen wisselen, onderling dezelfde temperatuur aannemen.

5. Om alle temperatuur juist te kunnen bepalen, behoeven wij minstens twee vaste temperaturen, die steeds kunnen worden voortgebracht. Voorloopig beschouwen wij als zoodanige toestanden, dien van ijs in water en dien van kokend water.

6. De vermeerdering in volumen, welke een lichaam onder eene drukking van 760 m.m. ondergaat als het van den eersten in den tweeden toestand wordt overgebracht, verdeelt men naar Celsius in 100, of naar Fahrenheit in 80 gelijke deelen.

Bedraagt dan die vermeerdering boven het volumen in den eersten toestand n van die deelen, zoo zegt men, dat het eene temperatuur van n graden heeft.

7. Bij vloeistoffen schijnt men die vermeerdering te kunnen meten in een verdeeld vat (Thermometer) of ook door de grammen p en π die er van een hoeveelheid P, waarmede het vat op een temperatuur 0° gevuld was, uitloopen, als het tot $t°$ of tot 100° gebracht wordt.

8. De vermeerdering van de eenheid van lengte voor de temperatuurverhooging van 0° tot 1° noemt men den *lineairen dilatatie-coefficient*. Voor elk lichaam van eene andere soort is die verschillend.

9. De vermeerdering van de eenheid van volumen voor een graad verschil is ruim driemaal zoo groot voor lichamen die zich in de drie afmetingen gelijkelijk uitzetten, hetgeen bij kristallen en organische stoffen niet altijd het geval is.

Op hoogere temperaturen worden deze coefficienten grooter.

10. Daarenboven komen in de nabijheid der smeltpunten vooral onregelmatigheden voor.

11. Wij onderscheiden absolute of ware en betrekkelijke of schijnbare (§ 7), uitzettings-coefficienten, welke laatste kleiner zijn.

Een gedeelte der uitzetting immers wordt gebruikt om de vermeerdering van volumen van het vat aan te vullen.

12. Passen wij dit toe op § 7, zoo vinden wij, indien k en g de uitzettingscoefficienten in volumen van vloeistof en vat zijn, en S het specifiek gewicht:

$$\frac{(P-\pi)(1+100k)}{S} = \frac{P}{S}(1+100g) \text{ dus } \frac{P-\pi}{\pi} = \frac{1+100g}{100(k-g)}$$

$$\text{evenzoo } \frac{P-p}{p} = \frac{1+gt}{t(k-g)}$$

en daaruit

$$t = 100\,\frac{p(P-\pi)}{\pi(P-p)}\left(\frac{1+gt}{1+100g}\right).$$

13. Dulong gaf een middel aan de hand naar I § 96 om den waren dilatatie-coefficient te vinden. Al valt ons toeneming en onregelmatigheid van den dilatatie-coefficient in het oog, toch is het ons niet gemakkelijk die onregelmatigheid te bepalen.

Wij behooren als Thermometers die stoffen te gebruiken, waarvoor de dilatatie-coefficient het standvastigst is.

14. Er is reden, die standvastigheid te zoeken bij de gassen, daar hun dilatatie-coefficient gelijk is, althans tot een gemeenschappelijke grens nadert.

Volkomen gelijkmatigheid van uitzetting is weder even moeielijk te herkennen, als gelijke deelen van den tijd (I, § 15). Onder de vloeistoffen wedijvert alleen kwik met de gassen.

15. Daar nu daarenboven de uitzettings-coefficient

Common vacuum value

$1 + \alpha t + \beta t^2 + \gamma t^3$

$1 + \alpha t = 1 + \frac{t}{273}$

$273 + t = T$

pa wy $3PV = 2Mc^2$

$\text{Const} \times T \frac{3}{T} = 2Mc^2$

$VT \; V\frac{3}{T} = cVM$

voor gassen ruim 120 maal zoo groot is als voor glas, en eene mogelijke onregelmatigheid dus de aanwijzing van den luchtthermometer bijna niet stoort, gebruikt men alleen dezen als normaalthermometer, en wij zullen dit doen, zoolang wij niet een later te vinden wet kunnen toepassen.

16. Voor vaste lichamen en vloeistoffen heeft men alzoo te schrijven:

$$v\,t = v\,o\ (1 + \alpha t + \beta t^2 + \gamma t^3 + \delta t^4)$$

en wij leeren hieruit, dat de deeltjes der lichamen hun stabiel evenwicht op verschillende afstanden, naar gelang van hunne beweging, kunnen bewaren.

17. Bij de gassen is steeds een volkomen bewegelijk evenwicht, waarbij het door hen ingenomen volumen gegeven wordt door de twee eerste termen

$$v_t = v_o\ (1 + \varepsilon t).$$

18. Als men dus deze wet, naar Gay-Lussac genoemd, met die van Boyle verbindt, zoo vindt men:

$$\frac{V_t\ P'}{1+\varepsilon t} = V_o\ P = C$$

welke constante C voor elk kilogram dampkringslucht onder de drukking van 1 N. p. op den d.M² bijna 80000 liter bedraagt.

In onze eenheden van gram en c.M. tienduizend maal zooveel c.M³.

19. Noemt men nu T de absolute temperatuur, gelijk 273 + t, zoo komt uit de vorige formule

$$\frac{V\ P}{T} = 2930000\ \text{c.M}^3.$$

20. Denken wij aan I § 104 zoo zien wij, dat de gemiddelde snelheid der deeltjes van een gas evenredig toeneemt met $\sqrt{T}$. Men neme steeds in acht, dat niet

alleen van gassen, maar ook van vloeistoffen de verschillende moleculen verschillende snelheid hebben, en dus het een over een afstand heenspringt, waarvoor het andere blijft.

Verandering van staat.

20. Naarmate de moleculen der lichamen anders samenhangen, zeggen wij dat zij in een anderen aggregaattoestand verkeeren. Gas of damp noemen wij de lichamen, als de moleculen geheel vrij zijn; vloeibaar, als zij zeer bewegelijk zijn, maar toch diegene, welke tot eenzelfde particule behooren, nauwelijks verlaten; vast, als zij dit in het geheel niet doen.

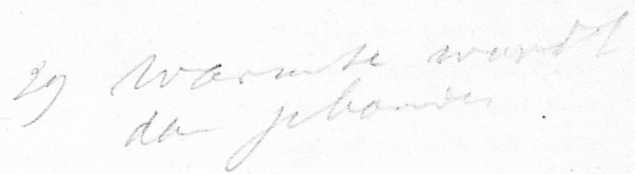
21. Wij stellen hier onze terminologie vast en noemen particulen groepen van moleculen, nemen in deze overeenkomstig met de tegenwoordige chemie atomen aan, maar moeten het bovendien mogelijk achten, dat die chemische atomen uit monaden bestaan, welke dan volmaakt ondeelbaar zijn.

22. Wij kennen bijna alle lichamen in drie toestanden. Merkwaardig is, dat zij op bepaalde temperaturen, voor ieder lichaam verschillend, onder dezelfde omstandigheden van den eenen in den anderen overgaan.

23. De temperatuur van overgang, indien die plaats heeft, hangt af van de drukking, waaraan de lichamen zijn blootgesteld, vooral die van den overgang tusschen de twee eerstgenoemde toestanden.

24. De lichamen hebben hooger kookpunt, naarmate de deeltjes zwaarder zijn en de uitzetting geringer is.

Het kookpunt rijst in het algemeen evenredig aan het aantal van zekere opgenomen bestanddeelen, althans tot zekere mate.



29 Warmte wordt
dan gebonden

25. Zoo is het ook wel met het smeltpunt, maar alliages hebben dit toch dikwijls op lager temperatuur dan de metalen, waaruit zij bestaan.

26. Daarenboven heeft de overgang van den vloeibaren toestand tot den vasten niet altijd zoo juist op dezelfde temperatuur plaats, als die waarop het uit den vasten in den vloeibaren toestand gekomen is. In dat geval is echter de overgang meer plotseling en met terugkeer van dezelfde smelttemperatuur.

27. Indien wij door eenig middel den overgang verhaasten, zoo maken wij steeds die lichamen kouder of warmer. Zoo is het bij hunne oplossing, vooral van zouten in sneeuw, of van tin- en loodvijlsel in kwik.

Men zegt: de warmte (dit woord nu voor hoeveelheid gebruikende) wordt *latent* of *vrij*.

28. In de lucht en bij zachte verwarming gaan de lichamen zeer langzaam over van den vasten tot den vloeibaren toestand. Laat men het omgekeerde zeer langzaam plaats hebben, zoo kan men schoone krystallen verkrijgen, vooral uit oplossingen.

29. Zijn vloeistoffen in een luchtledige ruimte, zoo gaan zij bijna oogenblikkelijk van den vloeibaren in den gasvormigen toestand over, waarvan dan ook weder zeer merkbare bekoeling het gevolg is. Weldra keeren sommige deeltjes terug.

30. Zijn zij in eene gegeven ruimte besloten, zoo gaat zoo lang meer vloeistof in dampvorm over dan omgekeerd, totdat in die ruimte de hierdoor vermeerderde spanning van den damp eene bepaalde hoogte heeft bereikt: een maximum van spanning, voor elke temperatuur en elke stof bepaald en met deze klimmend.

31. De wijze van klimming heeft een exponentielen

vorm. Volgens Winckelman hangt de dichtheid van den damp, de drukking en de temperatuur, op zeer eenvoudige wijze samen met twee constanten der vloeistof. Van der Waals meent nog inniger overeenkomst tusschen de formules van verschillende stoffen gevonden te hebben.

32. Dampen en gassen kunnen, als zij boven een zekere grens verhit zijn (kritische temperatuur) zelfs niet door de sterkste drukking tot vloeistof terug gebracht worden. Merkwaardig is de gang der formules voor volumen en drukking en temperatuur in de nabijheid van het kritieke punt.

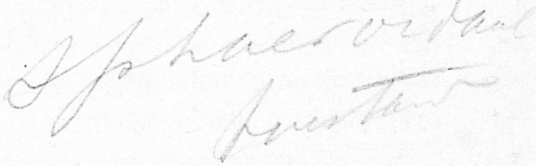
33. Onder die grenstemperatuur brengt drukking of verkoeling elken damp weder tot vloeistof terug, soms onmiddellijk tot den vasten toestand Phys. § 230.

34. Bij een mengsel van een vloeistof en haren damp worden voortdurend deeltjes van vloeibaar dampvormig en omgekeerd, en dat is de verklaring van § 30. Er wordt een *aequilibrium mobile tensionis* geboren zie Phys. § 231.

35. Wij bedenken hier, als in § 20, dat in de grootere groepen van deeltjes sommige deeltjes eene grootere en andere eene kleinere snelheid hebben dan de gemiddelde, en dat hetzelfde opnieuw geldt omtrent de atomen in de moleculen en de monaden in de atomen.

Als er meer vloeistoffen aanwezig zijn met hare dampen is dit evenwicht na eenigen tijd voor elke stof bereikt.

36. De som van de Maxima der spanningen van twee vloeistoffen is: *a.* indien er geen chemische werking tusschen die stoffen plaats heeft, gelijk aan de eindspanning.



b. Mengen de stoffen zich in alle betrekkelijke hoeveelheden met elkander, dan heeft die som eene bijna vaste verhouding tot de eindspanning.

c. Mengen zij zich slechts in bepaalde verhoudingen, dan overtreft de eindspanning nauwelijks de Maximumspanning van de vluchtigste stof.

37. Het schijnt, dat de snelheid van verdamping in de lucht ongeveer evenredig is aan het verschil tusschen de mogelijke en ware spanning, en omgekeerd evenredig aan den barometerstand.

38. Luchthoudende vloeistoffen worden gezegd te koken, als de dampen zich vrijelijk in de luchtblaasjes ontwikkelende een spanning hebben, gelijk aan de daarop werkende drukking.

39. Is de vloeistof luchtvrij geworden zoo kookt zij niet meer, maar wordt zij op een zekere temperatuur plotseling in damp veranderd (Donny) Reeds bij vermindering van de luchthoeveelheid komt tijdelijke verhooging van het kookpunt voor, gelijk ook de oppervlakte der vaten daarin wijziging brengt.

40. Op oppervlakten, ver boven het kookpunt eener vloeistof verhit, kan deze op haren damp gedragen worden en daardoor werkelijk onder de temperatuur van haar kookpunt blijven, tot zij bij aanraking met de oppervlakte plotseling in damp overgaat.

41. De hoeveelheid van waterdamp in de lucht bepaalt men:

1. door de verkorting of verwringing van hygroskopische lichamen (De Saussure)

2. met toestellen op de genoemde eigenschappen der dampen berustende (Daniell, Regnault, Alluard.)

3. op chemischen weg.

42. Bijzondere vermelding verdient de psychrometer

van August, die op de verkoeling door de verdamping berust, later te vermelden. Op andere dampen kan deze methode mutatis mutandis toegepast worden.

43. Het gewicht G. van een volumen V vochtige lucht, waarvan de drukking is p, terwijl de waterdamp of een andere damp, wiens dichtheid δ is, de spanning p' heeft, vindt men uit de formule

$$G. = 1.293 \frac{V}{1 + \alpha t} \left(\frac{p - p' + \delta p'}{760} \right).$$

44. Voor de juiste bepaling van het soortelijk gewicht op eene zekere temperatuur en bij een gegeven barometerstand en vochtigheid moet men, zoo men niet de handgreep van Regnault aanwendt, dit als correctie aanbrengen, daar voor gassen evenals voor vloeistoffen de wet van Archimedes geldt.

45. De dichtheid van zeer verdunde dampen vermeerdert aanvankelijk evenredig aan de drukking,

$$\text{zoodat } \delta \frac{P V}{T} = 293000 \text{ c.M}^3 \text{ § 19.}$$

Vervolgens neemt zij in sterkere mate toe, zoo zelfs dat men in de nabijheid der kritieke temperatuur dampen niet meer van de vloeistof kan onderscheiden.

46. Men bepaalt de normale dichtheid onder zeer geringe spanning (Hoffman) en vindt die dan nagenoeg evenredig aan het moleculaire gewicht volgens de door nadere physische waarnemingen bevestigde stelling van Avogadro: dat in een zelfde volumen van iedere stof op dezelfde temperatuur en onder dezelfde drukking evenveel dampmoleculen voorhanden zijn.

47. Even als de moleculen eener vloeistof door de warmte vaneen gescheiden worden tot dampmoleculen, zoo worden ook op eene vaste temperatuur alle samen-

$$G = Vol \times D^{t^\circ} \times \frac{Sp^{p-p_1}}{760}$$

$$\frac{V}{1+\alpha t} \cdot \frac{p-p'}{760} \times 1.293 + \frac{V}{1+\alpha t} \frac{p'}{760} \times \delta \times 1.293$$

$1,293^{gr}$ = gew. 1 L. lucht bij 0° en 760 m

$G = v \times d$

bep sg gas - balans uit kant de ballon met gas en andere kant identische ballon luchtledig

$\frac{PV}{T} = 293000$ cM³ dan $\frac{V+P'}{1+\alpha t} = V_1 P_1 C$

voor lucht 80000000 liter per cM³

abnormale dichtheid

$293000 = \frac{80..}{273}$

hier $1+\alpha t = 1 + \frac{t}{273}$

Soortelijke warmte
= specifieke

Lat smeltings warmte bet.
1 kg der vaste stof op smeltpt gebracht
heeft zoveel cal. noodig om
te smelten ~~tot~~ vlot van gelijken
temp. analoog lat. verdam
pings warmte

Bak a L
Gew Bak b kg
T. water c° C
Brons d kg
eind T water ~~5 c~~ e
Lat smeltings warmte brons ~~3~~ m cal
Spec. warmte (brons vast) ~~0.4~~ n cal
" vloeibaar ~~0.5~~ p cal
" warmte bak q cal

verlies een kat = winst kwartier
orbit temp brons = x°
warmte verlies van brons = d × (x − s) p +
d m + d (s − e) n
d {(x − s) p + (s − e) n + m}
winst water
a (e − c) × 1 + b (e − c) q
+ gew thermom (e − c) r
r spec warmte thermometer

gestelde moleculen vaneen gescheiden, *gedissocieerd*, en bij lagere temperaturen weder vereenigd; gelijk wij Phys. § 50, 53 en 99 op den voorgrond plaatsten.

48. Op eene vaste temperatuur zeiden wij, maar § 35 leert ons, dat ook op lagere temperatuur de dissociatie aanvangt, evenals de verdamping, en in besloten ruimte hebben wij ook op § 34 te letten, wat het eerst door Pfaundler goed gezegd is.

Calorimetrie.

49. De maat der warmte (in den zin van hoeveelheid) is de *Calorie:* het is de hoeveelheid, noodig om 1 gram water van 0° tot 1° C. te verwarmen.

50. Van iedere andere stof heeft een gram een andere hoeveelheid noodig om in denzelfden warmtetoestand (temperatuur) te komen. Men noemt soortelijke warmte eener stof het aantal Caloriën, vereischt om 1 gram van die stof van 0° tot 1° te verwarmen.

51. Van iedere stof heeft een gram ook weder eene andere hoeveelheid dan een andere stof noodig om te smelten, of om te verdampen.

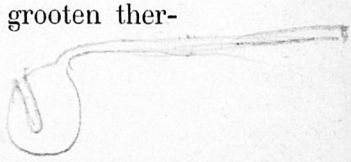
Men zegt dat dan warmte *latent* wordt, in de tegenovergestelde gevallen *vrij*. Steeds worden de hoeveelheden, die voor een zelfde stof standvastig zijn, in Caloriën aangegeven.

52. De verschillende methoden om die hoeveelheden te bepalen, berusten op het meten

a) van de hoeveelheid ijs die gesmolten wordt (Black);

b) van de eindtemperatuur, die bij menging van gemeten hoeveelheden stoffen van bekende temperaturen ontstaat (Wilcke);

c) van de uitzetting van kwik in een grooten thermometerbol (Favre en Silbermann);



d) van de vermindering in volumen van ijs, dat tot water gemaakt wordt (Bunsen);

e) van de hoeveelheid waterstof, die zich met zuurstof moet verbinden (Thomsen).

53. Voor ieder dezer methoden moet men de fouten en onzekerheden kennen, en dan deze òf zoo klein mogelijk maken, òf ze compenseeren, vooral die, welke door de later te beschouwen uitstraling ontstaat, welke methode wij niet hierboven opnamen.

54. De temperatuur θ van den vochtigen thermometerbol daalt tot θ', omdat het water voortdurend verdampt en dus warmte onttrekt, welke weder voor een deel teruggegeven wordt door de omringende lucht van de oorspronkelijke temperatuur θ en vochtigheidsspanning s. Daarop grondde August zijn psychrometer § 42. De *vorm* der formule is

$$s = S - A\ (\theta - \theta')$$

waarin S het maximum van spanning is op de temperatuur θ; maar de constante A, die ook van den barometerstand en snelheid van luchtwisseling afhangt, moet voor de omstandigheden der proef bepaald worden.

55. De hoeveelheden warmte, bij de overgangen van den eenen tot den anderen aggregaat-toestand noodig of vrij wordende, hangen af van de temperatuur en de drukking en andere omstandigheden, waaronder zij plaats grijpen.

56. De warmtecapaciteiten der stoffen insgelijks. Als alle deze invloeden naar waarde zullen kunnen geschat worden, wenscht men den regel van Dulong en Petit volkomen bewaarheid te zien: dat het product van de soortelijke warmte eener stof met haar atomgewicht voor elke enkelvoudige stof hetzelfde is.

57. Voor samengestelde stoffen hangt dat product

Bepaling water waarde. In den calorimeter een bekende hoeveelh. stof van bekende spec. warmte en bekende temperatuur

Regn. bepaalde uitstraling door contrapr. proef. zien hoe het water in de bak afkoelt dat gebeurt dan ~~ook~~ door de uitstraling, die gezocht wordt. Ook zorgen dat cal. zoowel bereden temp. lucht als hij er later boven komt.

Fmengsel
a kg stof t ~~lat~~ spec warmte — w
b kg stof t' " vraag x' w'
~~aw~~ a(t − n)w = b(x − t')w'
n oplossen

warmte capaciteit =
Specifieke warmte

Spec w × at gew = Const 6.—

$$at\ vol = \frac{at\ gew}{spec\ gew}$$

van de wijze van samenstelling af. Neumann, Woestijn en anderen poogden daarvoor regels aan te geven en toonden vast, dat er overeenkomst is tusschen die producten voor soortgelijke verbindingen. Bij overeenkomstige stoffen is de invloed van het atomvolumen groot.

58. In het algemeen neemt de warmtecapaciteit toe voor klimmende temperaturen. Het sterkst bij C, Bo, Si, die het kleinste product geven.

59. Behalve in de bovengenoemde gevallen wordt warmte latent òf vrij bij verschikking (allotropie) der moleculen, bijv. bij krystallisatie uit den amorphen toestand, bij chemische scheidingen of bindingen, bij dissociatie.

60. Eene algemeene waarheid is deze: dat de warmte, die, zonder arbeid, latent òf vrij wordt bij den overgang van eenigen bepaalden toestand in eenen anderen eveneens bepaalden constant is, hetzij deze overgang in eens of door andere toestanden heen plaats hebbe, en dat bij den terugkeer evenveel warmte vrij of latent wordt. Phys. § 252.

Arbeid der warmte.

§ 61. Waar zichtbare beweging ophoudt of arbeid wordt aangewend, wordt warmte geboren. Vonden wij vroeger, dat de potentiele + actuele energie constant was, zoo bemerkte men toch, dat, waar deze regel scheen te falen, voor een van beiden eene vaste hoeveelheid warmte in de plaats trad, en dat ten koste van die warmte weder nieuwe, even groote hoeveelheden dezer energieën kunnen worden voortgebracht. Daarom nam men warmte als eene levende kracht aan der moleculen en der atomen. Phys. § 227.

62. Thans weten wij, dat dit onder de drie volgende bepalingen geschiedt.

1°. Onder vaste verhouding: het *mechanisch warmte aequivalent* van 1 calorie is 423 kilogrammeters.

2°. Geen warmte van lager temperatuur kan van zelf (zonder arbeid) in hooger temperatuur overgaan.

3°. Bij het verbruiken van arbeid ten koste van warmte gaat tevens eene hoeveelheid van deze, wier minimum bepaald is, van hooger tot lager temperatuur over.

63. Vooral bij gassen kan men het verband tusschen drukking, volumen en arbeid in verband met warmteverhoudingen duidelijk grafisch voorstellen.

Een punt geplaatst tusschen twee assen, OV van de volumina en OP van de drukkingen, stelt dan den toestand van een lichaam ten opzichte van drukking en volumen voor.

64. Wordt gedurende de verandering van dien toestand steeds zooveel warmte toegevoegd of weggenomen, dat de temperatuur dezelfde blijft, zoo volgt het punt een *isotherme* lijn; ontvangt of verliest het lichaam inmiddels niets, zoo volgt dat punt een *adiabatische* of *isentropische* lijn.

65. Doorloopt het lichaam achtereenvolgens verschillende toestanden, maar zoo, dat het tot denzelfden toestand terugkeert, dan zegt men dat een *omkeerbare* of niet *omkeerbare* kringloop volbracht wordt, en dan is de ruimte binnen dien kringloop de maat van den arbeid.

66. Is die figuur begrensd tusschen twee isothermen en twee adiabaten, dan is eene van den arbeid volmaakt afhankelijke hoeveelheid warmte, hoedanig en in welken toestand ook het lichaam ware, van hooger tot lager temperatuur overgegaan.

Q is de hoeveelh warmte die de stoom van 't afgeeft als hij afkoelt tot water van 0°

0°

Joule

een gew. a. te hoogte
v. f. meter opgeheven
heeft pot energie = pa
kilogrammeter

Inelh. eind v.
overgebl. act energie
$= \frac{1}{2} mv^2$ en $m = \frac{p}{g}$

$pa - \frac{1}{2} mv^2$ is verloren
aan energie (behoudens
correctie)

waterwaarde = som prod spec
warmte der deelen en hunne
gewichten = W

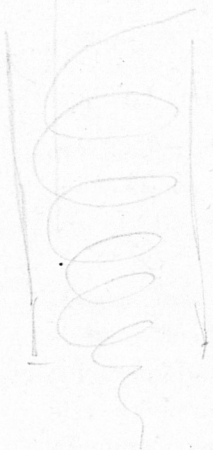
Is 't ~~water~~ toestel toegenomen van t tot F
hoeveel warmte ontst $W(F-t)$

$u \times W(F-t) = pa - \frac{1}{2} mv^2 - corr.$

u = mech. warmte aeq.

Cyclus van Carnot (Indicateur)
stoomwerktuig

Capac. = hoeveelh
Calorieën v/o stof 1° meer druk
te verwarmen



Berthelot Principe
du Travail Maximum

67. Soms kan men dien arbeid zeer duidelijk onderscheiden en waardeeren. Zoo geeft men rekenschap

a) van het verschil der warmtecapaciteit van gassen bij constant volumen $Cv = 0.1691$, met die bij constant volumen $Cp = 0.2371$;

b) van het geringe nuttige effect der stoommachines, vooral van die zonder expansie.

68. Men heeft Cp ook afzonderlijk bepaald naar de la Roche en Berard en Cv of liever $\frac{Cp}{Cv}$ naar Clement en Desormes, maar scherper naar Witte, en vindt dan $\frac{Cp}{Cv} = \frac{(p'—p)\ v'}{(v'—v)\ p}$, welke verhouding La Place als factor onder het wortelteeken voor de snelheid van het geluid plaatste; want in die mate overtreft de tijdelijke elasticiteit, II § 44, die, welke uit de wet van Boyle afgeleid wordt.

69. Door deze wederkeerige betrekking van arbeid, die beweging vooronderstelt en warmte, heeft men de vroeg reeds gerezen vermoedens tot zekerheid gebracht; dat bij het warm worden der lichamen hunne kleinste deeltjes steeds sterker beweging aannemen; anderen zagen daarin en daarin alleen de verklaring van het feit (Phys. § 53) dat op hoogere temperaturen de affiniteit schijnt te veranderen, de verbindingen losser zijn of zelfs geheel ontbonden worden (dissociatie).

70. In verband met § 56 volgt, dat de elementen met dat grootst atomgewicht de minst sterke excursie zullen maken (Phys. 245) en dat voor dissociatie of wisseling van bestanddeelen niet de geheele arbeid behoeft te worden te kosten gelegd, die het verschil der affiniteiten voorstelt; zoodat de derde wet van Berthelot, die een logische fout bevat en reeds daarom

niet waar kan zijn, ook zoo vaak door de feiten weersproken wordt niet enkel op physisch gebied, maar ook op chemisch, waarop trouwens deze werkingen geheel overeenkomstig zijn.

71. De geheele warmte in een gas voorhanden is aequivalent met de som van den uitwendigen arbeid *pv* en van den inwendigen arbeid zie § 73.

72. De inwendige arbeid bestaat:

α) in vermeerdering van potentiele energie, welker vermeerdering bij gassen bijna nul is,

β) in de beweging der moleculen, zie I § 104,

$$\frac{3pv}{2} = \frac{Mc^2}{2},$$

γ) in de beweging der atomen in de moleculen (en van de monaden in de atomen, waar deze niet enkelvoudig zijn), welke van het aantal der atomen afhangt en voor tweeatomige moleculen $\frac{2Mc^2}{2}$ bedraagt.

73. De twee laatste termen leveren samen Cv, zoodat bij eenatomige gassen $\frac{Cp}{Cv} = \frac{5}{3}$, voor tweeatomige $\frac{Cp}{Cv} = \frac{7}{5}$ zou zijn.

74. Het schijnt uit sommige verschijnselen (Meyer) dat bij gassen de inwendige beweging evenredig toeneemt met de moleculaire beweging en dus met den wortel uit de absolute temperatuur T.

75. Uitwendigen arbeid verricht het water als het stoom wordend, onder bijv. 76 cM., 1647 maal zoo groot volumen inneemt, zoodat één liter een zuiger van 1 M² oppervlakte 1.65 M. oplicht voor 636,5 calorien, of als stoom van hooge drukking, goedkooper

water 0° ko stoan t

$Q = 606,5 + 0,305t$

voor $t = 100$

$Q = 636,5$

40 — 495

1.65 495

165

10,33 2000 1904 5

10000 423 1692

128

te verkrijgen, zich uitzet, totdat de drukking is van een atmospheer.

76. De stoom of lucht, of welk lichaam ook, kan dat alleen doen ten koste van eigen inwendigen arbeid en welken het later terug zou krijgen als van buiten een gelijke arbeid er op geoefend werd. Om een kringloop te verkrijgen § 65 brengt men dan op lagere temperatuur het lichaam in denzelfden primitiven toestand terug.

77. In het gunstigste geval, als steeds de drukking binnen en buiten oneindig weinig verschillen, verkrijgt men dan een uitwerking $= C\frac{T-T'}{T}$ als T de hoogste en T′ de laagste absolute temperatuur is, waartusschen het lichaam zich beweegt.

Mededeeling van warmte.

78. Warmere lichamen of deeltjes geven aan koudere, § 4, warmte af, meer dan zij ontvangen:

a) door convectie, *α*) doordringing, *β*) wisseling,

b) door geleiding,

c) door uitstraling, ten deele door alsorptie geconpenseerd.

79) Convectie komt bij vaste lichamen niet voor, zij kan bij vloeistoffen bijna verhinderd, bij gassen althans verminderd worden. Haar bedrag is moeielijk te berekenen.

80. De warmtemededeeling door doordringing is eene moleculaire convectie, bij vloeistoffen en gassen overeenkomende met diffusie en wrijving, waarmede zij gelijken tred houdt (Weber).

81. Moleculaire wisseling, meer gelijkende op osmose,

komt vooral bij vloeistoffen voor, ook als de convectie in massa belemmerd is.

82. Geleiding heeft plaats α) tusschen de homogene deeltjes der lichamen zelve (*inwendige geleiding: coefficient* k), of β) tusschen de deeltjes van het lichaam en die der onmiddellijke omgeving (*uitwendige geleiding: coefficient* h.)

83. De coefficienten k en h geven de hoeveelheden caloriën aan, welke in 1 sec. door 1 □ c.M. dringt voor een temperatuurverschil van 1 graad; en wel k binnen het lichaam zelf tusschen twee evenwijdige doorsneden op 1 c.M. afstand vaneen, of h, naar buiten, tusschen de oppervlakte des lichaams en de omgeving.

84. Een lichaam tusschen twee evenwijdige vlakken besloten, die beide op een zelfde temperatuur gehouden worden, terwijl de overige grensvlakken niet zooveel warmte doorlaten dat men op het bedrag daarvan behoeft te letten, moet aan het eind overal diezelfde temperatuur aannemen.

85. Verschilt de temperatuur van een lichaam in elke doorsnede, evenwijdig aan de gegevene vlakken, dan is in elke andere doorsnede de temperatuur door plaatsing bepaald, en omgekeerd kan men uit het toe- en afnemen der temperaturen met den afstand tot de grensvlakken, althans benaderend besluiten tot de temperatuur in het binnenste des lichaams.

86. Zijn de temperaturen der beide grensvlakken ongelijk: T en t, dan is de hoeveelheid warmte W, die in een secunde doorstroomt, gegeven door

$$W = k \frac{T - t}{l} . D$$

als D de doorsnede is en l de afstand der vlakken = dikte van het lichaam.

87. Vaste lichamen geleiden de warmte niet altijd

gelijkelijk naar alle richtingen, b.v. als zij zich ook niet gelijkelijk in alle richtingen uitzetten.

88. De k zou zuiver gevonden kunnen worden door bepaling van den gang der temperaturen in een massiven homogenen bol. Over de middellijn van zulken oorspronkelijk zeer heeten bol zal de verdeeling der temperaturen dan achtereenvolgens worden weergegeven door lijnen van gelijken vorm als de waarschijnlijkheidskrommen.

89. Aanvankelijk koelde dus de aarde sterk af aan hare oppervlakte, weinig in haar binnenste, nu omgekeerd; zoodat het denkbaar is, dat binnen in de aarde een ruimte gevormd wordt, waar binnen een grooter of kleiner bol meer of minder vrij zich beweegt en wentelt. De sterrekundigen zullen uit de praecessie ons den inwendigen toestand der aarde leeren kennen.

90. De warmte w, die in andere richting naar buiten het lichaam verlaat is, als O de oppervlakte is tusschen twee doorsneden, t de temperatuur dier oppervlakte op die plaats en t' die van de omgeving $W = h\,o\,(t - t')$

91. De coefficient h is moeielijker te bepalen dan k, waarvan hij niet zoo nabij onafhankelijk kan gemaakt worden als omgekeerd k van h. Daartoe zou men de afkoeling van dunne draden moeten onderzoeken.

92. Meestal bepaalt men dan ook nevens (Forbes), of te gelijk met h, de verhouding $h : k$ uit de formule, wier vorm men licht vindt. Omdat tusschen elk paar oneindig dicht bij elkander gelegen doorsneden een evenredig gedeelte naar buiten verloren gaat, is als θ en Θ de verschillen aanduiden met de omgeving: $\Theta = T - t'$ aan de bron, en $\theta = t - t'$ op den af-

stand 1

$$\theta = Ae^{-al} + Be^{+al}, \text{ waarin } a^2 = \frac{O\,h}{D\,k}.$$

93. De toestel van Ingenhouss, beter van Franz en Wiedemann, bepaalt dan ook de a uit de temperaturen, welke een draad op zekeren afstand van de bron heeft.

94. Deze warmte in h bevat bestaat dan nog uit twee deelen.

Het grootste gedeelte wordt aan de lucht medegedeeld en gaat dan hoofdzakelijk door convectie verloren, het andere gaat onmiddellijk door straling weg.

95. Noemen wij E de hoeveelheid warmte, die door straling verloren gaat voor een temperatuurverschil van 1°, dan is zij naar Newton bij eerste benadering in elke kleine tijdruimte evenredig aan dat verschil. Die verloren hoeveelheid heeft minder invloed op de temperatuur, naarmate de massa en de capaciteit van het uitstralende lichaam grooter is.

96. Neemt men die daling der temperatuur in acht en dus ook dat het verlies steeds minder wordt met den tijd, zoo komt men tot de formulen

$$v = m^{\theta}, \quad \theta = \Theta e^{-mt}, \text{ of } = \Theta e^{at - bt^2}$$

en nog tot andere later voorgeslagen formulen, die echter allen nog slechts benaderend zijn.

97. De uitgestraalde warmte gaat ook door het luchtledige voort, tot zij een ander lichaam ontmoet en dan deels wordt opgenomen, deels teruggekaatst. Dit laatste deel wordt dan opnieuw door straling voortgeplant of dient om de temperatuur van het absorbeerende lichaam te verhoogen.

98. Bij de straling der warmte erkende Dulong en

Petit dat een aequilibrium mobile der temperatuur tot stand komt, zoodra een lichaam evenveel ontvangt als afgeeft. Het is juist uit deze verschijnselen dat het begrip van bewegelijk evenwicht, dat in de natuurkunde zoo gewichtige rol speelt, zich ontwikkeld heeft. Zij drukten dit uit door de formule $v = a^{t}\left(a^{\theta} - 1\right)$ waarin echter a zelf niet, gelijk zij meenden, onafhankelijk van de temperatuur gebleken is.

99. De hoeveelheden warmte door de lichamen onregelmatig teruggekaatst, of ook die uitgestraald worden, zijn afhankelijk van den aard der oppervlakte, van hardheid, oneffenheid, kleur.

100. Dat ook de soorten van *donkere*, dat is door licht niet vergezelde, zoowel als die van *lichte* warmte, vooral bij verschillende temperaturen verschillen, blijkt daaruit, dat van verschillende bronnen niet evenveel door elke stof doorgelaten wordt.

101. De absorptie-coefficient geeft aan hoeveel procenten van een aangeboden soort in een lichaam komt, gelijk de emissie-coefficient aangeeft hoeveel procenten van de voorhanden soort door straling worden uitgezonden.

102. Elke stof heeft hare eigene coefficienten van uitstraling E, absorptie A, doorlating D, athermansie D*, en voor elke soort van warmte verschillend. Daar van eene soort door een tweede dunne plaat evenveel procenten worden doorgelaten als door een eerste plaatje, wordt de doorgelaten warmte W voorgesteld door $W = B\, e^{-Dd}$.

103. De soorten van warmte worden het scherpst onderscheiden door een prisma, een warmtedoorlatend

lichaam door twee vlakken onder niet te grooten hoek begrensd. Daardoor worden de warmtestralen van hunnen weg afgebracht en gebroken, verschillende soorten anders.

104. Eene temperatuur is bij een klank vergelijkbaar, een mengsel van verschillende trillingen, wier amplituden bij vermeerdering van warmte versterkt wordt, terwijl er tevens trillingen van grootere breekbaarheid bijkomen. Phys. § 222.

105. De warmte komt niet alleen van de buitenste oppervlakte, maar ook van dieper gelegen lagen, zoo als onder anderen uit de hoeveelheden van iedere soort van warmte blijkt, bij verschillende dikte dier lagen.

106. Van de uitgestraalde warmte E valt nu op een oppervlaktedeel o, welks normaal een hoek φ maakt met den stralenbundel, van het r verwijderde punt uitgaande, eene hoeveelheid voor elke soort, alleen door den coefficient E onderscheiden $W = \frac{O\,E}{r^2} \sin \varphi$.

107. De hoeveelheden T, A, O, daardoor teruggekaatst, opgenomen of doorgelaten, zijn verbonden door

$$E = T + A + D.$$

Iedere hoeveelheid is van dezelfde omstandigheden afhankelijk.

108. Van elke soort van warmte is voor een gegeven lichaam $A = C\,E$, waarin C een constante is, afhankelijk van de keuze der eenheden van A en E.

Deze waarheid is de grond van het aequilibrium mobile, § 98, en over de besluiten der spectraalanalyse, (Prevost, Balfour, Stewart, Foncault, Kirchhoff), waarover nader bij die warmtetrillingen, welke wij lichttrillingen noemen.

IV. MAGNETISME.

Magnetische lichamen.

1. Er zijn mineralen, die op sommige punten ijzervijlsel vasthouden. Zij worden *magnetisch* genoemd naar de stad Magnesia, in wier nabijheid het eerst een daarvan, een zeker oxyde Fe^3O^4 met die eigenschap bedeeld gevonden werd.

2. Alle stoffen ondervinden min of meer duidelijk de werking van dit magnetisch oxyde; sommige heeten *paramagnetisch*, eenvoudig magnetisch; andere *diamagnetisch*, waarover wij na de behandeling der electriciteit spreken, omdat zij zonder deze zoo moeielijk te onderzoeken zijn.

3. Aan staven of naalden van nikkel, kobalt en staal voornamelijk, kan op velerlei wijzen, onder anderen naar § 13, die eigenschap blijvend worden medegedeeld, en wel zoo, dat zij in die lichamen (*magneten*) regelmatiger te voorschijn komt.

4. Zijn er dan twee punten (*polen*) waar het ijzervijlsel zich het sterkst ophoopt, zoo zegt men, dat die tegenover elkander staan op de uiteinden van de as (*magnetische as*) van den magneet. Dan zullen die staalstaven (kunstmagneten), bewegelijk gemaakt, een vast bepaalde richting aannemen, waarnaar de polen bepaalde namen krijgen, en de een de *Noordpool*, de andere de *Zuidpool* heet (*red* en *blue pole*).

5. Van twee zoodanige bewegelijke magnetische lichamen zullen zich dan de *gelijknamige* polen van elkander verwijderen, de *ongelijknamige* tot elkander naderen en zich vast aaneenhechten.

Magnetische krachten.

6. De aantrekking en afstooting (F) volgen dezelfde wet als de aantrekkingskracht: evenredig aan het product der magnetische intensiteiten (m) en (m′) en omgekeerd evenredig aan de tweede machten der afstanden (r); dus $F = \mp f\frac{mm'}{r^2}$.

7. De eenheid van de sterkte der magneetkracht is die, welke aan de eenheid van massa, ook met de eenheid voorzien, op den afstand van een centimeter, een versnelling van 1 cM. in de secunde kan geven. Zoo gedacht is zij ongeveer het duizendmillioenste van de dynamische eenheid door de aarde uitgeoefend en dus bijna 143,000,000 maal grooter dan de eenheid van de algemeene aantrekking.

8. Daar een magneet, gebroken, twee magneten geeft, is onder anderen deze hypothese ontstaan, dat van de uiteinden van ieder der kleinste deeltjes, twee onderling gelijke en tegengestelde krachten uitgaan. In elke hypothese of taal zijn de polen in bepaalden zin de aangrijpingspunten van de krachten (poolkrachten), welke hetzelfde teweeg zullen brengen als die gedachte krachten van elk der deeltjes gezamenlijk.

9. Die resultanten M en — M worden voor een oneindig verwijderd punt gelijk en tegengesteld; zij vormen dus een koppel, welks moment, 2 M l. sin φ, indien zij onder een hoek φ met de richting der mag-

φ, ω

$\frac{1}{10}$

$A = f \cdot \frac{\sin 2\omega}{R^2}$

5. Van twee zoodanige bewegelijke magnetische lichamen zullen zich dan de *gelijknamige* polen van elkander verwijderen, de *ongelijknamige* tot elkander naderen en zich vast aaneenhechten.

Magnetische krachten.

6. De aantrekking en afstooting (F) volgen dezelfde wet als de aantrekkingskracht: evenredig aan het product der magnetische intensiteiten (m) en (m′) en omgekeerd evenredig aan de tweede machten der afstanden (r); dus $F = \mp f\frac{mm'}{r^2}$.

7. De eenheid van de sterkte der magneetkracht is die, welke aan de eenheid van massa, ook met de eenheid voorzien, op den afstand van een centimeter, een versnelling van 1 cM. in de secunde kan geven. Zoo gedacht is zij ongeveer het duizendmillioenste van de dynamische eenheid door de aarde uitgeoefend en dus bijna 143,000,000 maal grooter dan de eenheid van de algemeene aantrekking.

8. Daar een magneet, gebroken, twee magneten geeft, is onder anderen deze hypothese ontstaan, dat van de uiteinden van ieder der kleinste deeltjes, twee onderling gelijke en tegengestelde krachten uitgaan. In elke hypothese of taal zijn de polen in bepaalden zin de aangrijpingspunten van de krachten (poolkrachten), welke hetzelfde teweeg zullen brengen als die gedachte krachten van elk der deeltjes gezamenlijk.

9. Die resultanten M en — M worden voor een oneindig verwijderd punt gelijk en tegengesteld; zij vormen dus een koppel, welks moment, 2 M l. sin φ, indien zij onder een hoek φ met de richting der mag-

φ, ω

$\frac{1}{10}$

$A = f \frac{\sin 2\omega}{R^2}$

neetas werken, het *magnetisch moment* van naald of staaf genoemd wordt, met een hefboomsarm gelijk aan den afstand der polen 2l, die als lengte van den magneet beschouwd wordt.

10. De eenheid van moment is het moment van een koppel, dat met de eenheid van kracht op een hefboomsarm van een c.M. lengte werkt.

11. De pool van een magneet (meestal gebruikt men twee tegengestelde polen van twee magneten) brengt ieder der deeltjes van een magnetisch lichaam, als zij dat aanraakt of zich daarover beweegt, of zelfs slechts in de nabijheid komt, in zoodanigen toestand, als in de vorige §§ genoemd is.

12. Deze werking, influentie genoemd, strekt zich over een zekere uitgebreidheid (*magnetisch veld*) merkbaar uit. Zij maakt elk daarvoor vatbaar deeltje, daarin gelegen, magnetisch, en doet bepaaldelijk ijzerdeeltjes een zekere richting aannemen en weder andere aantrekken, welke zich in kromme lijnen (*magnetische lijnen*) rangschikken.

13. *Magnetische potentiaal* van een lichaam op een zeker punt is de arbeid, besteed om de eenheid van magnetische kracht uit het oneindige tot dat punt te brengen.

14. Een *niveauoppervlakte* noemt men het geheel der punten, waarin de potentiaal even groot is.

15. De kracht, door een magneet uitgeoefend, is gericht volgens de rechte, rakende aan de magnetische lijnen, § 12, en overal evenredig aan de lengte van de segmenten dier magnetische lijnen, welke tusschen twee naastliggende niveauvlakken, wier potentiaal de eenheid verschilt, gelegen zijn.

16. Die toestanden zijn tijdelijk, d. i. houden op,

als de magneten weder weggenomen worden, of zij blijven, zijn permanent. Men zegt dat de stoffen *coërcitief-kracht* bezitten, als zij dien toestand blijven bewaren.

17. Eigenlijk wordt in elk lichaam voor een deel *permanent*, voor een deel *tijdelijk*, liever *meer bewegelijk* magnetisme opgewekt, dat wel eens voor een deel *subpermanent* magnetisme heet. Zelfs in geharde magneetstaven is het magnetisme zeer bewegelijk. Elke toenadering of toestandsverandering van een ander magnetisch lichaam wijzigt daarin de verdeeling van magnetisme, zijne intensiteit en het moment.

18. Dat een magneet een ander lichaam aantrekt, berust op het in elk deeltje te voorschijn roepen (scheiden) der beide magnetische toestanden in zoodanig lichaam, zelfs indien een niet magnetisch lichaam daar tusschen geplaatst is.

19. In de middelste deeltjes moet dan de magnetische toestand het meest ontwikkeld zijn, omdat die bevorderd wordt door de werking der uiteinden. Daarmede in verband is ook, in een magneet, het naar buiten werkende (*vrije*) magnetisme het meest aan de uiteinden merkbaar. Wij hebben echter op ons standpunt nog geen middel den graad van ontwikkeling in ieder deeltje te meten.

20. De draagkracht in ieder punt meet eenigszins de kracht, die in de naastbijzijnde deeltjes vrij is.

De draagkracht (D) aan de polen geuit, wordt voor gelijkvormige lichamen eenigermate gegeven naar Häcker door de formule

$$D = a \sqrt[3]{P^2},$$

waarin P het gewicht van den magneet aanduidt.

21. Biot mat de kracht in verschillende punten van zoodanige staaf door den slingertijd van een kleine tegenover die punten geplaatste magneetnaald, naar de formule:

$$t = F \sqrt{\frac{\Sigma r^2 m}{M \Sigma m l}}$$

22. Aan de tegenovergestelde pool is dan, bij tegengesteld magnetisme (— M), de draagkracht weder D. Naar het midden toe, op een afstand x van de polen, is de draagkracht (d) afnemende, volgens dezelfde wet als de warmte bij geleiding door eene staaf:

$$d = D (e^{-\alpha x} - e^{\alpha (2l - x)}).$$

Aardmagnetisme.

23. Men noemt de aarde een grooten magneet, en moet dus ook de kracht der aarde, op verschillende punten harer oppervlakte, tegelijk met de richting, die zij aan een magneet geeft, bepalen: de Intensiteit, Declinatie, Inclinatie.

24. *Declinatie* is de hoek van het verticale vlak door de polen van een vrijen magneet gelegd (*den magnetischen meridiaan*) met een astronomischen meridiaan.

25. *Inclinatie* is de hoek, dien de naald in dat vlak, door de magnetische werking der aarde alleen, met den horizon maakt.

26. De werking der aarde wordt uitgeoefend in de richting van de vrije inclinatie-naald. In andere richtingen moet men hare composanten berekenen. Daarom spreekt men, behalve van declinatie (d) en van inclinatie (i), van hare horizontale (H), verticale (V) en totale (I) *intensiteit.*

27. De grootte van de horizontale composante (H) bepaalt men uit het product van de magnetische

krachten van aarde en naald, door slingeringen te vinden, verbonden met de verhouding dier zelfde krachten, welke afgeleid wordt uit den invloed van diezelfde magneetnaald op de richting eener andere naald.

28. In twee merkwaardige standen van een magneet, ten opzichte eener naald, die zich onder den invloed der aarde vrij beweegt, kan die verhouding het gemakkelijkst bepaald worden, 1° als de richting van dien magneet, loodrecht op den magnetischen meridiaan geplaatst, door het midden der naald gaat. 2° als de magneet door de oorspronkelijke richting der naald loodrecht wordt middendoor gedeeld.

29. Om de wijze voor te stellen, hoe de drie constanten over de oppervlakte der aarde voorkomen, brengt men drie stelsels van lijnen in kaart: isogonen, isoklinen en isodynamen, lijnen die de plaatsen vereenigen, waar de declinatie, de inclinatie of de intensiteit dezelfde is.

30. Deze drie stelsels van lijnen verplaatsen zich in den loop der tijden en wel seculair, of in perioden van negentien en van elf jaren, van een jaar, van een half jaar, van den omwentelingstijd der zon, van den omloopstijd der maan, van een dag, of ook wel oogenblikkelijk bij noorderlicht.

31. De zeeman gebruikt een zeer bewegelijke krachtige naald (kompas) om hem den koers te wijzen, dien hij zich gesteld heeft. Daartoe moet die naald (Airy) zooveel mogelijk door compensatie onafhankelijk gemaakt worden van het ijzer en van zijn magnetisme in het schip, terwijl voorts methoden van waarneming moeten aangewend worden (Airy en Stamkart) waardoor telkens die invloed gecontroleerd wordt.

V. ELECTRICITEIT.

Statische electriciteit.

32. De barnsteen ἤλεκτρον geraakt door wrijving in een toestand, waarin hij lichte lichaampjes aantrekt. Deze eigenschap kan aan alle lichamen worden medegedeeld; zij heeten dan in *electrischen* toestand te zijn.

33. Men onderscheidt tweeërlei electrische toestanden, den positieven en den negatieven, welke men even sterk ontwikkeld samen in den neutralen toestand zich denkt.

De lichamen heeft men getracht in een reeks te plaatsen, zoodat bij wrijving het hooger in die reeks geplaatste lichaam positief wordt, het andere negatief. De plaats der lichamen is echter ook van den aard en kleur der oppervlakte en van de temperatuur eenigszins afhankelijk, zoodat het veelal moeielijk is de juiste plaats aan te wijzen.

34. De toestand, dien gepolijst glas met een amalgaam (het Kienmayersche geheeten) aanneemt, is steeds dezelfde; men noemt dien den positieven.

35. Lichamen met gelijknamige electriciteit bedeeld (gelijk men kortheidshalve zegt) stooten elkander af; lichamen die ongelijknamig geëlectriseerd zijn, trekken elkander aan, weder volgens de wet $F = \pm f\frac{ee^1}{r^2}$

36. Even als bij de warmte hebben wij hier de hoeveelheid electriciteit, de electrische kracht te onderscheiden van den graad van electrischen toestand (*potentiaal*) die met temperatuur te vergelijken is.

37. De eenheid van electriciteit, is die electrische

kracht (voor de eenvoudigheid van uitdrukking: vloeistof), waarmede een deeltje bedeeld is, als het overeenkomstig met § 7 aan een gram stof ook daarmede voorzien, op den afstand van een centimeter eene versnelling gelijk één zou geven.

38. Electrische potentiaal, zie § 13, is de arbeid die gedaan moet worden om een elektrisch deeltje, met de eenheid bedeeld, uit het oneindige te brengen tot op den afstand, waarop het zich van een ook met de gelijke eenheid bedeeld electrisch deeltje bevindt.

39. Electriciteit is even als magnetisme bewegelijk in een lichaam; zelfs geeft hier het eene deeltje de electriciteit aan het andere deeltje over. De invloed (influentie) van een geëlectriseerd lichaam is zoodanig, dat het in elk nabijzijnd de beide electrische toestanden te voorschijn roept, (de electriciteit scheidt zooals men zegt) en wel de tegengestelde electriciteit het dichtst bij roept, de gelijknamige het verst af doet gaan. (Verg. § 18).

40. Men rangschikt de lichamen ook naar hun geleidend vermogen en onderscheidt ze dan in de groepen: geleiders, halfgeleiders en nietgeleiders of isolatoren. Daar de influentie van eenig lichaam op een ander merkbaar is, ook als een isolator tusschen beiden geplaatst is, noemt men de isolatoren ook wel diëlectrische lichamen.

Bronnen van electriciteit.

41. Bronnen zijn vooral wrijving en influentie die reeds bij de elektriseermachine een rol speelt. Ook de electrophoor berust op influentie. Daar er een isolator in het spel komt, is het moeielijk van elk punt vooruit

te zeggen, of men er met een proefblad positieve of negatieve electriciteit af zal halen, omdat mededeeling en invloed vaak tegen elkander inwerken, daar het proefblad steeds aan den invloed van beide oppervlakten van den electrophoon is blootgesteld.

42. Daarom sloeg Beetz voor den electrophoor met een mengsel van zwavel en menie te bestrooien; zoo kon hij aan de kleur en door de Lichtenbergsche figuren den aard der electriciteit onderkennen.

43. De toestel van Holz geeft door influentie op een snel ronddraaiende schijf electriciteit, wel niet van hoogere spanning, maar in zoo groote hoeveelheid, dat hiermede batterijen snel worden geladen en voortdurend lichtverschijnselen in buizen met verdunde lucht worden onderhouden; waarbij zich dan veelal eigenaardige afwisselende lagen (gestratifieerd) licht vertoonen.

44. Voortdurend is de lucht (meest positief) electrisch; de wolken, sneeuw, stof, soms negatief. Zij ontladen zich als noorderlicht in de bovenlucht, vooral indien daar ook nog andere kosmische stoffen in den dampkring zijn ingedrongen; of wel als St. Elmusvuur, of als bliksem op de aardsche voorwerpen, in stralen of bollen. Franklin leerde ons den bliksem op onschadelijke wijze afleiden.

45. Tot onderzoek van deze atmospherische electriciteit heeft men de electrometers van Peltier, Kohlrausch bovenal van Sir W^{m}. Thomson, waarmede de potentiaal gemeten wordt, welke de lucht heeft op den mond eener geïsoleerde pijp, waaruit een vloeistof druppelt.

46. Bij ongelijke uitzetting door warmte worden krystallen onder het warm of koud worden polair-electrisch; ook door schaven, drukken, worden de licha-

men electrisch, zelfs reeds als zij tot ongelijksoortige lichamen tot op zeer geringen afstand (*contact*) naderen. Beide nemen een verschillende potentiaal aan.

Meting van electrische toestanden.

47. Men onderscheidt de potentiaal der electriciteit, aangeduid en gemeten door den electroscoop en den electrometer. Zij is over den geheelen samenhangenden geleider gelijk; voorts de dichtheid en de spanning, die alleen aan de oppervlakte merkbaar is en zeer van den vorm afhangt. Deze laatsten zijn te grooter, naarmate de krommingsstraal in zoodanig punt kleiner is.

48. De spanning is de electrische kracht volgens electrische lijnen (verg: § 14) uitgeoefend en weder evenredig aan het potentiaalverschil gedeeld door den afstand der niveaus, wier potentiaal de eenheid verschilt.

49. Electrische *capaciteit* van een geleider, overeenkomstig met de warmte-capaciteit, noemt men de hoeveelheid electriciteit, welke aan dien geleider moet worden gegeven om hare potentiaal met de eenheid te verhoogen, zonder verandering der oppervlakte.

50. Dichtheid en potentiaal vergroot men te gelijkertijd als men de oppervlakte van het lichaam verkleint. Binnen de oppervlakte is echter de dichtheid nul, maar de potentiaal nog even groot als op de oppervlakte.

51. De hoeveelheid electriciteit meet men het best, en de wet, in § 35 vermeld, bewijst men met de torsiebalans van Coulomb, door de in een draad bij torsie ontwikkelde kracht. Deze is evenredig aan den torsiehoek en aan de vierde macht van den straal des draads en omgekeerd evenredig aan de lengte. Ook door slingertijden (zie § 21) kan men die bepalen.

52. De verhouding van de hoeveelheden influenceerende en geinfluenceerde electriciteit (§ 39) hangt af van den afstand tusschen de twee geleiders (platen) en van den aard van het scheidende diëlectricum. Men kan zoo op die platen de electriciteit ophoopen (condenseeren) en wel op de eene plaat in de verhouding 1 tot $\frac{1}{1-m^2}$, op de andere in de verhouding 1 tot $\frac{m}{1-m^2}$, samen in de verhouding 1 tot $\frac{1}{1-m}$.

53. De hoeveelheid electriciteit (q) op een flesch of batterij, wier opgervlakte O is, aanwezig, wordt gewoonlijk door de maatflesch van Lane gemeten, door het aantal vonken, den afstand waarop zij overspringen en de nauwkeuriger naar Gaugain gemeten waarde van ieder dier vonken.

Werkingen der electriciteit.

54. Leidt men een van die platen beurtelings af, zoo onttrekt men aan de andere een geringere hoeveelheid electriciteit, waardoor de wijze van ophooping bij de lading duidelijk wordt; verbindt men de platen plotseling door een goeden geleider (ontlader), zoo verkrijgt men sterkere werkingen.

55. De electriciteit plant zich niet in alle geleiders en ook niet altijd in alle richtingen III § even snel voort. Zij bieden eene *Verzögerungskraft* (Riess), een *weerstand* (r) aan, evenredig aan hunne lengte (l) omgekeerd aan hunne doorsnede (D) en veranderlijk naar hunnen aard

$$r = a \frac{l}{D}$$

56. De eenheid van den weerstand is die van een kwikdraad van 100 c. M. lengte en $^1/_{10}$ c. M². doorsnede op nul graden C; die van een draad van een andere stof van dezelfde afmetingen is dan a op dezelfde temperatuur.

57. Groote condensatoren, leidsche flesschen, batterijen geven bij de ontlading schokken, licht- en warmteverschijnselen, chemische ontbinding, magnetische werking, mechanische verbrijzeling.

58. De ontlading van duizenden flesschen is noodig om slechts een gramme water te ontleden. Daarom meet men hare kracht door de warmte met den thermo-electrometer van Riess, naar de formule:

$$W = a\frac{q^2}{O,}$$

waarin a niet alleen van den weerstand van den draad binnen den thermo-electrometer maar ook van de geheele geleiding afhangt.

59. Vorsselman de Heer trok reeds het besluit, dat een zelfde flesch met eene zelfde lading steeds dezelfde hoeveelheid warmte in de keten der geleiders ontwikkelde, hoe die overigens ware samengesteld.

60. De lading dringt zich tegen den scheidenden isolator aan, en zelfs daarin. Na de ontlading keert dan de daarin gedrongen electriciteit weder uit den isolator op de bekleedselen terug en doet een nieuwe lading ontstaan. Vooral als men met een slechten geleider ontladen heeft, blijft er vrij wat over.

61. Bij een goeden geleider heeft men heen- en weergaande ontladingen, nu in dezen, dan in genen zin, terwijl er soms merkbare electriciteit overblijft, ook nu en dan van tegengestelden aard. Deze resten

zijn kleiner dan de zoo even genoemde en moeielijk daarvan te onderscheiden.

62. Den duur van de vonk en den aard der ontlading bestudeert men het best door draaiende spiegels naar Wheatstone en Feddersen; den korten duur leert men ook reeds kennen uit het schijnbaar stilstaan van snel bewogen lichamen, indien die niet dan door de vonk verlicht worden.

Galvanisme.

63. Van twee heterogene stoffen a en b in contact met elkander wordt de een (a) positief, de andere (b) negatief. Legt men nu op (b) tegen de andere zijde weder (a), zoo is de tweede a in den zelfden toestand als de eerste; een derde verschillende stof (c) zou in een anderen toestand zijn.

64. Men heeft hier te onderscheiden geleiders der eerste klasse, meest metalen en vaste stoffen, en der tweede klasse, meest vloeistoffen of althans ontleedbare stoffen.

65. Wanneer men geleiders der eerste klasse a. b. c. achter elkander plaatst, zoo is het verschil in spanning bij onmiddellijke raking van het eerste met het laatste lichaam gelijk aan de algebraïsche som der gedeeltelijke verschillen in spanning tusschen elk paar, hoe ook geplaatst.

66. Een geleider der tweede klasse geeft met twee andere geleiders, en zelfs met twee lichamen der eerste klasse verschillen, wier som niet gelijk is aan het verschil der potentialen van die twee lichamen.

67. Eerst wanneer men drie of meer stoffen, waaronder een of meer ontleedbaar (electrolyten) zijn, en

dus geleiders van de tweede klasse, achter elkander verbindt, kan men beweging van electriciteit hebben.

68. Plaatst men drie of vier lichamen telkens naar vaste orde in (n) groepen (elementen) achter elkander, zoo heeft men een electromotorische kracht gelijk aan de som der potentiaalverschillen

$$E = n\ (\alpha + \beta + \gamma + \delta).$$

69. Het verschil in spanning, voor elke combinatie door proefneming bepaald, schrijven sommigen alleen aan chemische werking toe. Wij beschouwen die werking wel als den arbeid der gedurige storing van het evenwicht betalend, waardoor daar het ontstane verschil in spanning telkens weer afgewischt en zoo een stroom mogelijk gemaakt wordt, maar meenen dat het potentiaalverschil de hoegrootheid drijvende kracht van den stroom regelt. Phys. p. 169—179. Het potentiaal verschil is evenredig aan de electromotorische kracht (E).

Wetten van de stroomen.

70. Voorwaarde voor het tot stand komen van een stroom is voorts, dat geleiders een gesloten *keten* vormen, waarin drie grootheden voorkomen: de electrometrische kracht E, de intensiteit I, de weerstand R, verbonden naar Ohm door de formule

$$I = \frac{E}{R.}$$

71. De sterkte, intensiteit (i) van den stroom is de hoeveelheid electriciteit, die in de secunde door een doorsnede, welke ook, van die keten gevoerd wordt.

72. Elke geleider verzwakt de intensiteit van den stroom (verbruikt iets daarvan), naar zijnen aard, zijne lengte (l) en zijne doorsnede D, zoodat, zie § 56,

$$r = a\,\frac{l}{D.}$$

73. De wet van den elektrischen stroom, tot zekere hoogte te vergelijken met de wet van den warmte- en waterstroom, geldt ook voor elk deel van de keten, zoodat, als a en b de spanningen zijn in twee punten, steeds gevonden wordt

$$i = \frac{a - b}{r},$$

waarmede de wet bewezen is.

74. Indien men meer (m $\times$ n) cellen heeft: (m) achter elkander en (n) naast elkander, en indien C de weerstand is in een cel, en D die van het overige gedeelte van de keten, zoo is de stroomsterkte

$$I = \frac{m\,n\,E}{m\,C + n\,D}$$

het grootst, als $m\,C = n\,D$ is.

75. Indien de geleiddraad zich vertakt, is

1) In elk kruisingspunt de algebraïsche som der intensiteiten nul, $\Sigma\,(i) = o$.

2) Voorts volgt uit de behoorlijke toepassing der vorige formule § 73, dat de intensiteiten in de verschillende takken in omgekeerde reden staan met de weerstanden in die takken

$$i.\,r. = i_2\,r_2 = i_3\,r_3, \text{ enz.}$$

3) In elken gesloten kringloop is de som der electromotorische krachten gelijk aan de som der producten

$$E = \Sigma\,e = \Sigma\,(ir).$$

76. Den weerstand ρ van een draad, die denzelfden invloed zou moeten hebben op de intensiteit I van den stroom, als nu twee takken met de weerstanden r_1 en r_2, vindt men uit de formulen:

$$i_1 + i_2 = I = (a - b)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) = (a - b)\frac{1}{\rho}$$

$$\text{dus } \rho = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}$$

$$\text{en } I = \frac{E}{R + \rho} = \frac{E}{R + \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}} = \frac{E (r_1 + r_2}{R r_1 + R r_2 + r_1 r_2}$$

77. De electromotorische kracht meet men onmiddellijk door met behulp van den electroscoop de spanningen te bepalen, middellijk als men eerst de intensiteit en den weerstand of andere werkingen heeft leeren meten.

Meting van de Stroomconstanten.

78. Die hoeveelheid of sterkte wordt gemeten

α) door magnetische werkingen,

β) door de reeds genoemde scheikundige werkingen,

γ) door warmte,

δ) door werkingen op andere geleiders (inductiewerkingen), werkingen, welke dan weder best door warmte worden gemeten.

79. De eenheid van de stroomsterkte een eenheid van lengte doorloopende, geeft aan de eenheid van magnetisme op de eenheid van afstand een eenheid van versnelling in een richting loodrecht op het vlak, dat door het magnetisch punt en dat deeltje van den stroom bepaald is. Dus is de kracht, die een stroom op een magnetisch deeltje uitoefent,

$$= f \frac{i\, m\, l}{r^2}$$

80. De toestellen om deze kracht te meten, noemt men galvanometers. Meters zijn echter slechts de tan-

genten-, en beter nog, waar zij toepasselijk is, de sinusboussole. De overigen moeten eerst gegradueerd worden.

81. De electromagnetische kracht van een cirkelvormige stroombaan wendt op een magneetnaald een moment aan $f \frac{2\pi i m l}{r} \cos \varphi$, indien φ de hoek is van de naald met het vlak der baan. Voor het evenwicht moet dat moment gelijk zijn aan het moment $H m l . \sin \varphi$ van het horizontale aardmagnetisme. Dus is voor de tangentenboussole

$$I = \frac{1}{f} \frac{H r}{2\pi} . \operatorname{tg} \varphi,$$

voor de sinusboussole, waar het vlak der baan steeds tot in het verticale vlak der naald wordt gedraaid,

$$I = \frac{1}{f} \frac{H r}{2\pi} . \sin \varphi.$$

In beide toestellen is dus de sterkte van de magneetnaald onverschillig, maar bij de tangentenboussole moet hare lengte gering zijn, vooral omdat anders hare polen merkbaar grooteren afstand van het vlak der baan krijgen, bij grooteren hoek φ. Daarom plaatst men haar middelpunt met voordeel buiten dat vlak.

82. De sinusboussole is gevoeliger en juister, maar alleen voor zwakke of afgeleide stroomen bruikbaar.

83. De electrische beweging zet zich in den geleider in warmte om; zoo ontleding mogelijk is, ook in chemische, en op magnetische stoffen in magnetische werking.

84. De weerstanden kan men bepalen

1° door algebraïsche oplossing,

2° door substitutie,

3° door de brug van Wheatstone, waarvan het gebruik onmiddellijk uit § 74 volgt,

4° naar de methode van Bosscha of op menige andere wijze.

85. De twee eerste methoden voldoen ook voor de bepaling van electromotorische kracht. Beter doet men dit naar de methode van Poggendorff, waarbij de stroom in een der drie takken nul wordt gemaakt, vooral naar de compensatiemethode.

Men zorge, dat de stroomen niet lang achtereen gesloten blijven, en zij de cellen niet wijzigen door het te voorschijn roepen van chemische werkingen.

86. Deze chemische werking die op beide polen (electroden), vooral indien er nog meer vloeistoffen in de keten zijn, de bestanddeelen dier stoffen neerslaat, veroorzaakt, al is zij nog zoo zwak, polarisatie d. i. een tegengestelde spanning aan de polen.

87. Elke stroom ontleedt een daarvoor vatbare stof (electrolyt) en wel zóó, dat de hoeveelheden der vrijkomende aequivalenten evenredig zijn aan de stroomsterkten, en dat van meer electrolyten, in eenzelfde keten achtereen, evenveel aequivalenten ontleed worden (Faraday).

88. Deze ontleding, zonder welke geen stroom voortdurend kan vloeien, omdat anders de heterogene stoffen tegenover elkander een onveranderde spanning zouden behouden, wordt op hoogere temperaturen gemakkelijker. Vandaar dat de weerstand van electrolyten bij het rijzen der temperatuur niet, als bij onontleede stoffen, toeneemt, maar afneemt.

89. Daar het wel meer tijd en kracht, maar niet meer macht kost n paren platen met ontledingsproducten even dicht te bedeelen (te polariseeren) dan om zulks één paar te doen, heeft men hierin het middel gevonden *Die Elektromotorische Kraft einer Kette ins Unbestimmte zu erhöhen.*

90. De warmtebeweging door een galvanischen stroom opgewekt hangt van zijne intensiteit en van den weerstand af, volgens de formule $W = A\,i^2\,r\,t$.

91. Hierin is A het *Electrothermisch aequivalent* d. i. de hoeveelheid caloriën door een stroom van de intensiteit een in een draad van den weerstand een, in een secunde opgewekt. Sterkte of weerstand van den stroom kunnen dan door warmte gemeten worden.

92. In de geheele keten (met den weerstand R) is, behoudens de opmerking in § 71 en de winst of het verlies door verandering van toestand der ontledingsproducten:

$$W = A\,i^2\,R\,t.$$

Wederkeerige betrekking dezer werkingen.

93. De chemische werking geeft een verlies in electromotorische kracht; zoodat, indien wij dat afzonderlijk voorstellen door e, de formule wordt $I = \frac{E - e}{R}$.

94. Veroorzaakt de stroom ook nog magnetische werking of eenige andere, dan vermindert ook daardoor in evenredige hoeveelheid de ontwikkelde warmte, welke anders gelijk zou zijn aan de warmte, welke door de eenvoudige chemische werking in de cellen of in de geheele keten gewonnen wordt.

95. Waar twee heterogene deelen van de keten aaneensluiten, kan meer of ook minder warmte ontstaan dan naar den vorigen regel. Zoo gaat bijv. vrij wat warmte verloren, waar een vloeistof in een voltameter ontleed wordt en in gasvorm overgaat.

96. Bij zoogenaamde thermo-electrische ketens, alleen uit aan elkander gesoldeerde onontleedbare stoffen be-

staande, (liefst uit tweeërlei), en waar dan de onderlinge soldeerplaatsen om de andere verwarmd worden, wordt die warmte in electriciteit omgezet. De potentiaalverschillen worden ongelijk veranderd, en zoo ontstaat een stroom.

97. Deze stroom en elke andere, dien men op eenige wijze in de keten kan opwekken, geeft, behalve de gewone verwarming naar § 84, ook nog aan de soldeerplaatsen zelve, om de andere, verwarming of verkoeling (Peltier): verkoeling aan die soldeerplaatsen die verwarmd moeten worden, opdat in dezelfde richting als de genoemde een stroom ontsta.

98. Daar verwarming van andere gedeelten van den sluitdraad, tenzij er een knoop of lis is aangemaakt, geen stroom doet ontstaan en de soldeerplaatsen uiterst fijn kunnen worden gemaakt, zijn deze thermo-electrische werkingen van zeer uitgebreide toepassing in de wetenschap en in de praktijk.

Electro-magnetische en electro-dynamische werkingen.

99. Van welken oorsprong electrische stroomen ook zijn, allen geven dezelfde werking. Zij zijn ook zeer geschikt om magnetisme te voorschijn te roepen, of, als zij een spiraaldraad doorloopen (solenoïde) als magneet te werken, wier noordpool aan dat einde der spiraal ligt, waar de windingen, van het midden der spiraal uit gezien, in denzelfden zin schijnen te loopen als de wijzers van een horologie.

100. Is er binnen die spiraal een ijzeren of stalen staaf, zoo neemt die in het eerste geval voorbijgaand (temporair) magnetisme aan, in het andere geval

ook blijvend (permanent), en wel aanvankelijk evenredig toenemend met de sterkte van den stroom en het aantal windingen; maar indien de staaf lang genoeg is, onafhankelijk van hare wijdte.

101. Weldra nadert dit verkregen magnetisme tot een maximum; te eerder, naarmate de staaf dunner is; want is die dikker, zoo biedt zij, van de oppervlakte aanvangende, aan de spiraal steeds weer diepere lagen, waarin het nog ontstaan en toenemen kan.

102. Twee zoodanige spiralen § 99 door een stroom doorloopen werken als magneten op elkander, wier polen in de uiteinden liggen. Omgekeerd kan men de werking van een magneet of van het aardmagnetisme door een in spiraalvorm gewonden stroom voorstellen.

103. Twee deeltjes door een stroom doorstroomd trekken elkander aan, indien die stroomen zich in die deeltjes beide van een zelfde naaste punt verwijderen, of indien zij beide daarnaar toe naderen; zij stooten elkander af, indien de eene stroom daartoe nadert, de andere er zich van verwijdert.

104. Ampère vond, dat de intensiteit van de kracht, waarmede elementen, in elkanders verlenging gelegen, op elkander werken, slechts half zoo groot is (daarom straks $k = {}^1/_2$) als die van evenwijdig liggende elementen ds en ds′; en hieruit, door ontleding van ieder der stroomen in zijne drie composanten, (in de richting der vereenigingslijn, in die van een der elementen zelf en in de loodrechte op die beide richtingen) de formule:

$$I = \frac{i\, i'\, ds\, ds'}{r^2} (\sin \varphi \sin \varphi' \cos \psi + k \cos \varphi \cos \varphi)$$

105. Weber, naar wien ook de snelheid (v) en de versnelling (g) der stroomen invloed heeft, een vraag-

punt van de grootste beteekenis in de natuurkunde, schrijft:

$$I = \frac{i\, i'\, ds\, ds'}{r^2}\,(1 - p\, v^2 + bg)$$

Andere geleerden schrijven de formules nog algemeener. De eerste formules voldoen echter stellig voor gesloten stroomen.

106. Uit de werking van de deeltjes verkrijgt men door samenvoeging de werking van een gesloten ring, dan van een som van ringen of solenoïde, of magneten; ook leidt men daaruit de wet af van § 79, waarbij echter in het algemeen nog als factor de sinus behoort van den hoek, dien de richting van den stroom in dat deeltje maakt met de lijn, welke het deeltje met de pool van den magneet vereenigt.

107. Op deze wijze worden dus vele verschijnselen van draaiing van stroomen en magneten in bepaalde omstandigheden, bijv. (onder sterk protest van sommigen) van stroomen, wier banen slechts gedeeltelijk bewegelijk zijn, verklaard, en bovenal de werking van den dynamometer van Weber, merkwaardig vooral voor het geval van stroomen, die telkens van teeken verwisselen en die dus ook wel door warmte, maar niet door den galvanometer worden aangewezen.

Inductie.

108. Arago ontdekte, dat men door een schijf in haar eigen vlak te doen draaien een daarboven geplaatsten magneet mede draaiing doet aannemen.

109. Was die schijf volgens de stralen ingesneden zoo werd de werking zeer veel zwakker. Overigens het sterkst bij de beste geleiders. Omgekeerd werden

plaatjes, op elkander gevoegd en snel om een as omwentelende, soms plotseling, soms bijna niet tot stilstand gebracht door magneten loodrecht op die as aan weerszijde van die plaatjes geplaatst, naarmate de wijze van ophanging anders was.

110. Faraday vond, dat, als in de nabijheid van een gesloten geleider een stroom ontstaat, sterker wordt of in een gunstiger stelling komt, er gedurende zeer korten tijd in dien geleider een stroom in tegengestelde richting zijn oorsprong neemt en omgekeerd. Die oorsprong is ten koste van den oorspronkelijken stroom; daarom kant zich de werking van dien stroom tegen de werkende oorzaak (Lenz).

111. Even als stroomen, moeten ook magneten, als zij gemaakt, versterkt, gunstiger gesteld worden zoodanige stroomen, en omgekeerd stroomen, bij hun beweging, in magnetische lichamen magnetismus opwekken.

112. Daarom omringt men de magneten in een galvanometer met veel metaal, om hunne bewegingen te dempen, zelfs aperiodisch te maken. Men vindt ook dat holle cilinders, niet, of volgens een lijn evenwijdig aan de as, opengesneden, de werking van spiraalstroomen op magnetische lichamen, in de as dier cilinders zich bevindende, al of niet beschutten.

113. Foucault heeft voor de omzetting van verschillende soorten van beweging in elkander eene belangrijke proef gegeven, waarbij de door een magneet in een schijf opgewekte stroomen gedeeltelijk in warmte veranderd worden, gedeeltelijk op den magneet terugwerken, terwijl het groote mechanische kracht kost om de schijf te doen draaien.

Deze proef kan behoedzaamheid leeren in de toe-

passing van het beginsel van behoud van arbeidsvermogen als men zou willen voorzeggen: *hoeveel van elke* werkzaamheid zal opgewekt worden.

114. Is de geleider niet gesloten, dan verkrijgen de uiteinden tijdelijk eene tegengestelde spanning, die zich, of op elkander, of indien een andere geleider nabij is, in vonken kan openbaren. Zoo niet, dan wordt daar de electriciteit gereflecteerd. Dit zelfde geschiedt herhaaldelijk, totdat de electrische strooming door den weerstand in warmte, of iets anders, veranderd is.

115. Door de kracht van den inductiestroom te meten, welken de beweging van een magneet in een spiraal opwekt, vond van Rees, dat de verdeeling van het magnetisch moment in ordelijke electromagneten en magneten gegeven wordt door de formule:

$$M = a + b\,(c^x + c^{-x})$$

in overeenstemming met de formule van Coulomb voor het vrije magnetisme: $d = D\,(c^x - c^{-x})$. Zie § 22.

116. Zoo meet men ook de intensiteit en eenvoudiger de richting van het aardmagnetismus door den *Erdinductor* van Weber, door de verhouding van de stroomen, waarvan de eene door de horizontale en de andere door de verticale composante opgemerkt is; welke verhouding dus de tangens geeft van de inclinatie.

117. Even als door een veranderenden stroom een stroom in een naburigen geleider wordt opgewekt, geschiedt dit ook in den eigen geleider. Deze stroomen zijn dus *intra*stroomen maar heeten *extra*-stroomen. De openingstroomen duren (beide soorten) korter en zijn machtiger dan de sluitingsstroomen. De hoeveelheid, maar niet de duur is in beiden gelijk.

118. De inductiestroomen wekken weder inductiestroomen van hoogere orde op. Zij hebben zooveel

spanning, dat men op aanmerkelijken afstand vonken kan laten overspringen, vonken, die als door een stoffelijk iets omringd zijn, wat men weg kan blazen of door een magneet kan laten ter zijde uitdringen.

119. Door de werking van een magneet kan men ook in buizen, waarin de lucht verdund is, die lichtende stroomen laten draaien, een S-vorm doen aannemen en bij doelmatige plaatsing en sterkte in de Geislersche buizen de stroomen doen ophouden.

120. De openingsvonk kan een grooteren afstand door de lucht doorloopen, zoodat men er een leidsche flesch mede kan laden, op een afstand, waarop de vonk van den sluitingsstroom haar niet weder kan ontladen. Zoo ook geeft de stroom door opening ontstaan meer warmte, sterker schok daar de tijd korter is, maar slechts evenveel magnetisch moment en evenveel chemische ontleding. Verg. § 117.

121. Wil men beide stroomen gebruiken, zoo zijn die voor chemische ontleding zeer ongeschikt. Men kan ze dus daardoor niet meten. Want ten slotte blijft er aan beide uiteinden slechts weinig onverbonden over en wel van beide gassen iets, aan beide polen.

122. Vorsselman de Heer gaf een middel aan de hand om door middel van electromagneten, door afwisselende stroomen, telkens in tegenovergestelden zin gemagnetiseerd, beweegkracht te oefenen. Page, Akker Strating, Jakobi hebben werktuigen gegeven, waarmede zij beweging voortbrachten.

123. De belangrijkste toepassing van het tijdelijk electro-magnetisch maken van een stuk week ijzer, is wel de electro-magnetische telegraaf.

124. Belangrijk ook voor de studie der bewegingen in een lichaam is, dat bij het maken en breken van

den stroom, de veerkracht der omstroomde lichamen verandert, en een electromagneet of magnetisch lichaam geluid voortbrengt.

Die studie voerde aan de hand van Reis, Bell, Edison tot de telephone, photophone, en den phonograaph.

125. Omgekeerd brengt men, door met mechanische kracht magneten of electromagneten te doen omwentelen, electriciteit voort en daarmede ontleding, versterking van magnetisme of stroomen, gloeiing van draden ter ontsteking van mijnen, en vooral licht; alles naar vaste maat en in aequivalente verhouding.

Diamagnetisme.

126. Terwijl bij de meeste lichamen door ze op te hangen aan fijne draden (Wiedemann) gewoon paramagnetisme gevonden kan worden, in welken aggregaattoestand ze ook verkeeren, § 3, en deze zich axiaal stellen tusschen twee tegengestelde polen van een magneet, stellen andere zich aequatoriaal d. i. loodrecht op de magnetische lijnen.

127. Die stoffen heeten diamagnetische. Weber toonde aan, dat hier de inductie van een noordpool in het dichtst daaraan gelegen uiteinde van het diamagnetisch lichaam een noordpool te voorschijn roept

128. Bij diamagnetische poeders of oplossingen heeft de dichtheid evenals bij het magnetisme (Auerbach) invloed op dezen graad van de opgewekte werking.

Twee paramagnetische of twee diamagnetische elementen samen verbonden geven niet altijd eene verbinding in dezelfde categorie te huis behoorende.

VI. LICHT.

1. Den toestand, die ook in ons oog moet worden teweeggebracht om verwijderde voorwerpen waar te nemen, welke ook zijne wijzigingen zijn, noemen wij licht.

De voorwerpen zijn dan lichtend, hetzij zelf lichtend, hetzij licht van elders weergevend.

Evenals bij de overige toestanden, bijv. warmte, wordt licht ook in de beteekenis van hoeveelheid gebezigd.

2. Die toestand wordt naar alle richtingen overgebracht, voortgeplant. De emanatietheorie van Newton stelt, dat de lichtdeeltjes in eens in een rechte lijn zich verplaatsen, tot dat zij eene belemmering ondervinden van andere lichamen. De undulatietheorie van Huyghens beweert, dat de toestand van licht een toestand van trilling is, welke achtereenvolgens aan ieder der naaste omringende deeltjes wordt medegedeeld en dan op nieuw van ieder dier omringende deeltjes eveneens naar alle richtingen uitgaat.

3. Kunnen de lichamen dien toestand voortplanten, dan heeten zij doorschijnend; belemmeren zij die voortplanting zeer weinig, zoo heeten zij doorzichtig; verhinderen zij de voortplanting, zoo heeten zij ondoorschijnend.

Voortplanting van het licht.

4. In de eerste hypothese moet de voortplanting des lichts streng rechtlijnig zijn voor zoover het tusschengeplaatste lichaam de richting van die deeltjes niet wijzigt; overigens moet de grens tusschen het door een voorwerp al dan niet onderschepte licht van een punt met den liniaal kunnen worden geconstrueerd. Juist die schijnbare rechtlijnige voortplanting heeft lang als ernstig bezwaar tegen de tweede hypothese gegolden.

5. Lichtstralen door eene verzameling van punten (een voorwerp) uitgezonden worden door een tweede voorwerp op zekere plaatsen geheel (*slagschaduw*) op andere gedeeltelijk (*bijschaduw*) onderschept.

6. Lichtstralen door een zeer kleine opening in eene donkere ruimte toegelaten, moeten daar eene uitgebreidheid verlichten, die op een vlak den symmetrischen omgekeerden vorm (beeld) der voorwerpen zichtbaar maakt; is de opening niet klein, zoo wordt van elk punt een lichtkegel doorgelaten, die uit de oppervlakte een kring uitsnijdt, zoodat het beeld samengesteld is uit kringen van den vorm der opening afhankelijk.

7. De sterkte van twee lichtbronnen vergelijken wij
   a. door de chemische werking die zij oefenen,
   b. door den indruk dien zij op ons oog maken,
   c. door den graad van verzwakking, dien zij kunnen verduren,
   d. of door de tegenstelling der schaduwen die zij werpen, altijd door het oog te beoordeelen.

8. Men heeft dan te letten op de grootte der oppervlakte O zie § 11 vanwaar het licht uitgaat, de intensiteit, (h) van het licht (L) en de oppervlakte (o′)

waarop het valt, eindelijk op den afstand (r) waarop het licht geplaatst is, met de omgekeerde tweede macht waarvan de sterkte verandert.

9. Eene hoeveelheid licht door eene doorschijnende stof vallende wordt daardoor in dezelfde mate verminderd als de hoeveelheid warmte daarin vervat; dus kan men soms de hoeveelheden licht ook meten door den toestel van Melloni. Ook de snelheid van draaing van den radiometer en de vermindering in weerstand van door het licht bestraald Selenium kunnen als maat dienen.

10. Evenals de warmte wordt ook het licht van eene oppervlakte uitgestraald in hoeveelheid bijna evenredig aan de cosinus van den uitstralingshoek; dus komt het, evenals de warmte, ook van achter de oppervlakte gelegen lagen.

11. Het licht wordt met een snelheid van 298500000 meter in de secunde voortgeplant, gelijk men geleerd heeft:

a. uit de verduistering van Jupiters wachters. Römer.
b. uit de aberratie. Bradley.
c. uit de proeven met het draaiende rad van Fizeau.
d. uit de proeven met den draaienden spiegel van Foucault.

Terugkaatsing.

12. Elk lichtgevend punt, (a) welks stralen op een vlakken spiegel worden weerkaatst en, steeds den kortsten weg volgende, zoo in het oog vallen, schijnen te komen van een ander punt (b) geheeten, dat op de loodrechte, uit het punt a op een spiegel neer-

gelaten, evenveel achter den spiegel ligt als het punt zelf er voor.

13. De teruggekaatste straal is met de loodlijn en met den invallenden straal in eenzelfde vlak, en maakt een hoek van uitval met die loodlijn naar de andere zijde, gelijk aan den hoek van inval.

14. Beide theoriën verklaren dit feit. Naar beide is het beeld van een voorwerp symmetrisch geplaatst met dat voorwerp ten opzichte van het spiegelend vlak. Draait nu een spiegel φ graden dan verandert de ieder der daarop teruggekaatste stralen $2\,\varphi$ graden.

15. Hierop berust de zooveelvuldig gebruikte spiegelaflezing van Gauss, en het sextant, de bepaling van den hoek van krijstalvlakken door den reflexiegoniometer, de heliostaat, enz.

Zoo kan men in twee spiegels evenwijdig, of onder een hoek geplaatst, zeer veel beelden verkrijgen in een rechte lijn, loodrecht op die vlakken of symmetrisch om een middelpunt. (Kaleidoskoop.)

17. Is de spiegelende oppervlakte niet juist een vlak, dan denke men zich in elk punt dier oppervlakte het rakend vlak, dus de normaal, en construëere en rekene als vroeger, evenals of de oppervlakte uit veelvlakkige spiegels ware samengevoegd.

18. Bij spherische spiegels, hetzij in- of uitwendig (v) spiegelend, (hol of bol met den straal R) gaan de stralen, die van een punt op den afstand v van het middelpunt des bols uitgaan en op een ring vallen, welke van dat middelpunt uit onder een hoek $\varkappa$ gezien wordt, ook weder door een punt B, op den afstand b van dat middelpunt, bepaald door

$$\frac{1}{v}+\frac{1}{b}=\frac{2\cos\varkappa}{R}$$

Zij vereenigen zich daar (reëel beeld), of zij schijnen daarvan uit te gaan (virtuëel beeld) indien dat beeld B aan de andere (ondringbare) zijde van den spiegel gevonden wordt.

19. Elke ring gekozen om de rechte, door het lichtgevend punt en het middelpunt van den bol bepaald, (*hoofdas*) geeft dus zijn eigen vereenigingspunt (koppelbrandpunt). Elke andere ring heeft een ander koppelpunt steeds gelegen op diezelfde rechte.

De reeks van koppelbrandpunten heet brandlijn. Men kan zelfs brandlijnen van de tweede en derde soort onderscheiden.

20. De grootste ring om zoodanige hoofdas onder den hoek α gezien geeft zijn brandpunt het dichtst bij den spiegel. De afstand van dat beeld B_α tot het beeld B_o van den binnensten ring of (top) P van den spiegel noemt men de lengte-aberratie. Zij wordt gevonden uit $\frac{1}{b_\alpha} - \frac{1}{b_o}$

$$\frac{2\,(1 - \cos\alpha)}{R} = \frac{4 \sin^2 2\,\alpha}{R}$$

21. Evenwijdige stralen vereenigen zich in een punt (F) op hun hoofdas op een afstand $f = {}^1/_2\, r$.

Voor elk punt V heeft men steeds twee rechten, waarop zijn beeld B ligt.

Men trekke door het punt V eene as, en evenwijdig aan eene andere as, waarop het brandpunt bepaald is, eene rechte, die den spiegel ergens in N snijdt.

Het beeld ligt dan in het snijpunt, hetwelk de rechte door N en door het hoofdbrandpunt getrokken, op de eerste as bepaalt.

22. Om een beeld van een voorwerp te teekenen construëere men de beelden der grenspunten. D_e

lineaire afmetingen van voorwerp V en beeld B staan tot elkander als v tot b. Dus zijn in holle spiegels virtuëele beelden altijd vergroot en rechtopstaande, terwijl reëele beelden even goed vergroot als verkleind kunnen zijn, maar altijd omgekeerd.

23. Bolle spiegels kunnen van zeer convergeerende stralen ook wel een reëel beeld geven. De rechtopstaande virtuëele beelden zijn verkleind, de omgekeerde kunnen vergroot zijn.

Men kan omgekeerd uit de juist bepaalde plaatsing en grootte van voorwerp en beeld de lengte van den straal des spiegels opmaken. Dit vindt ook in de opthalmologie toepassing.

24. Een reëel beeld kan men op een scherm opvangen en dan is het van alle zijden zichtbaar; anders gaan er de stralen slechts in een beperkten bundel van uit, maar steeds kunnen zij in die richting weder tot vorming van een nieuw reëel of liefst van een virtueel beeld dienen, gelijk dat in de spiegeltelescopen geschiedt.

Breking.

25. Het licht gaat in elke andere middenstof met eene andere snelheid voort en verandert dientengevolge zijn weg, hetzij naar, hetzij van de normaal op de afscheidingsvlakte der middenstoffen. Newton veronderstelde een grootere snelheid in de stoffen, waarin het licht zich naar de normaal neigde; naar Huyghens moet zij kleiner zijn.

26. Snellius vond als wetten voor de breking:

1° Dat ook de gebroken straal (indien er slechts een is) evenals de teruggekaatste in hetzelfde vlak blijft met den invallenden en met de normaal.

2° Dat de sinussen van de hoeken van inval en van breking voor een paar stoffen in eene vaste verhouding n (*index van refractie*) staan.

27. Daar er geen hoek is, wiens sinus grooter is dan 1, zoo kan de lichtstraal niet altijd in een middenstof doordringen, waarin het licht zich sneller beweegt dan in die, waaruit hij komt. Er heeft dan totale reflexie plaats, zoodra de sinus van den brekingshoek (ψ) grooter zou worden dan 1. Sin $g = {}^1/_n$ is de sinus van den grenshoek.

Wollaston leerde het eerst door waarneming van den grenshoek den index van refractie bepalen.

28. Zijn de vlakken die de middenstoffen a. b. c. d. e. f. g scheiden evenwijdig, en zijn de lichtsnelheden daarin V_a, V_b, V_c enz. en zoodanig, dat nergens totale reflexie plaats heeft, dan is de sinus van den hoek, waaronder een lichtstraal in g voortgaat, tot de sinus van den hoek, dien hij in a met de normaal maakte, als V_g tot V_a.

29. Bij elke breking door twee evenwijdige vlakken wordt een lichtstraal evenwijdig aan zich zelf zijdelings verplaatst, de weg voor het licht en de tijd, waarin die wordt doorloopen, korter of langer gemaakt.

Het is van het grootste belang de hoegrootheid van de verplaatsing en de waarde van den weg (*de lichtwaarde*) te bepalen.

30. Indien een middenstof door twee niet evenwijdige vlakken begrensd is, vormt zij een *optisch prisma*, waardoor de stralen van hun richting worden afgebracht naar de basis of naar den top, naarmate het prisma uit sterker of minder sterk brekende stof bestaat dan de omgeving.

31. Het zonlicht wordt door een prisma wegens

verschillende breekbaarheid in een onnoemlijk aantal zichtbare stralen (*kleuren*), of op andere wijzen waarneembare stralen, III § 100, gescheiden.

Ieder van deze heeft een andere tint of eigenschap; daartusschen zijn duizenden leemten (donkere streepen).

32. Ieder der enkelvoudige tinten heeft een eigen index van refractie, het scherpst te bepalen uit hare *deviatio minima* naar de formule

$$n = \frac{\text{Sin } {}^1/_2 (D + A)}{\text{sin } {}^1/_2 A},$$

juist dan gevormd, als zoodanige straal binnen het prisma gelijke hoeken met de beide vlakken maakt.

33. Elke stof spreidt de kleuren op andere wijze, normale of abnormale wijze, en meer of minder uiteen (*dispersie*). De dispersie geeft men ongeveer aan door het quotient van het verschil der uiterste indices, voor rood en violet, gedeeld door den middelbaren n_g

$$\text{Dispersie} = \frac{n_v - n_r}{n_g}$$

34. Het is dus mogelijk door m prismata m kleuren weder in dezelfde richting te brengen en de kleurschifting genoegzaam weg te nemen: te *achromatiseeren*.

35. In de natuur wordt vaak aan iedere kleur een hoofdrichting gegeven, waarin zij zich bijzonder sterk vertoont: *chromatisme*. Door de regendruppels wordt aan de zonnestralen eene afwijking $2\,(i - r)$ door de breking gegeven, en daarenboven zooveel malen $\pi - 2\,r$ als er terugkaatsingen zijn. Rood is beurtelings buiten en binnen.

36. De grootte van n hangt van de golflengte af en is grooter naar en over het violette heen, welke stralen dus met de hoogere tonen in het geluid

kunnen vergeleken worden. Een zeer gebruikelijke formule (Cauchy) geeft

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$$

Deze grootheid *n* is eenigzins afhankelijk van de temperatuur, maar vooral van de dichtheid.

In den dampkring heeft ook de vochtigheid er invloed op.

37. Aanvankelijk meende men algemeen dat $\frac{n^2-1}{d}$, later velen (Gladstone) dat $\frac{n-1}{d}$ constant was voor een bepaalde stof. Men toonde aan dat men de *n* van een mengsel (nagenoeg) kan bepalen uit de brekingsindices van de gemengde stoffen.

38. Zelfs voerde men voor elk element een refractieconstante in, en berekende men den index van een chemisch samengestelde stof uit de indices der samenstellende stoffen.

Brühl meent uit de verschillen van de waarneming met de uitkomsten dezer hypothese zelfs te kunnen afleiden, of er eene enkele of dubbele binding van koolstofatomen plaats heeft.

Lenzen.

39. *Lens* noemt men een ruimte, meestal door een homogeen lichaam ingenomen, besloten tusschen twee bolvormige oppervlakten, welke door hare stralen r en r′ en door hare middelpunten bepaald is. Aan weerszijden is dan dezelfde of eene andere middelstof; wij spreken eerst over het eerste geval.

40. De rechte door de genoemde middelpunten heet

de *hoofdas der lens*. Op die hoofdas ligt het *optisch middelpunt*, waardoor alle stralen gaan, die buiten de lens aan weerszijden evenwijdig loopen.

41. De richting van elken straal, die in de lens getreden door het optisch middelpunt zal gaan, wijst op een zelfde punt, *knooppunt* geheeten. Evenzoo is er een gemeenschappelijk knooppunt, waarvan alle stralen die het optisch middelpunt doorkruisten, schijnen uit te gaan.

42. Ware de lens oneindig dik, zoo zouden de intredende stralen, voor zoover zij van een punt op den afstand v van het middelpunt der eerste oppervlakte uitgaan, nog eer zij de lens verlieten ook nagenoeg samen komen in één punt, of schijnen uit te gaan van één punt, op een zelfde as met het eerste en op een afstand b van dat krommingsmiddelpunt. De afstanden den v en b van dat middelpunt en de straal r zijn verbonden door de vergelijking

$$\frac{n}{v} + \frac{1}{b'} = \frac{n-1}{r_1}$$

en als men de afstanden tot aan de oppervlakte rekent,

$$\frac{1}{v} + \frac{n}{b'} = \frac{n-1}{r_1}$$

43. Hier heeft echter tweeërlei aberratie plaats:

1° de stralen door den wand gaande vereenigen zich eerder: *spherische aberratie* en

2° de violette vroeger dan de roode: *chromatische aberratie*.

44. De vereenigingspunten β heeten reëele of virtuëele beelden van het stralende punt en geven nu op hunne beurt weder beelden B, als zij door de tweede oppervlakte der lens deze verlaten. (De beelden zijn nog niet van de aberratie bevrijd.)

45. De lenzen worden nu in soorten afgedeeld, waarnaar de teekens der stralen worden gekozen.

Men moet nu den afstand van het eerste beeld b', dat als voorwerp tegenover de tweede oppervlakte staat tot die tweede oppervlakte beschouwen, den index van refractie nu $\frac{1}{n}$ nemen en verkrijgt dan, als d de dikte der lens is, voor het tweede beeld bij een biconvexe lens

$$-\frac{n}{b'-d}+\frac{1}{b}=\frac{n-1}{r_2}$$

46. Bij eerste benadering stelt men de dikte der lens nul, d. i. men neemt ze niet in aanmerking, hetgeen niet zoo groote fout maakt, daar men den afstand van het tweede eindbeeld toch van de tweede oppervlakte af rekent.

In dat geval geeft de som van 39 en 42

$$\frac{1}{v}+\frac{1}{b}=(n-1)\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right)$$

47. Noemt men die laatste uitdrukking $\frac{1}{f}$ zoo heeft men eene formule overeenkomstig met die voor de spiegels, indien men ook van de oppervlakte af rekent

$$\frac{1}{v}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}$$

Voor een lens met twee gelijke oppervlakten en een brekingsindex van 2, zou de formule volkomen dezelfde zijn.

48. Stelt men achter deze eerste lens met den brandpuntsafstand f_1 eene tweede met den brandpuntsafstand f_2 zoo is de brandpuntsafstand F van het stelsel

$$\frac{1}{f_1}+\frac{1}{f_2}=\frac{1}{F}$$

als men de onderlinge afstanden en dikten der lenzen verandert.

49. Voor de roode stralen heeft de eerste $f_{1,r}$ voor de violette $f_{1,v}$ de tweede $f_{2,r}$ en $f_{2,v}$.

Men zal nu, door $\frac{1}{f_{1,r}} + \frac{1}{f_{2,r}} = \frac{1}{f_{1,v}} + \frac{1}{f_{2,v}}$ te nemen, de chromatische aberratie voor die beide stralen opheffen, en tevens nog de spherische door de keuze der stralen kunnen verminderen.

50. De constructie van het beeld door een oneindig dunne lens gegeven heeft op overeenkomstige wijze plaats als in § 21 beschreven is, waarbij men er op te letten heeft, door welk der beide brandpunten de eene vaste rechte moet gelegd worden.

51. Wil men de dikte der lens in aanmerking nemen, zoo rekene men de afstanden van de knooppunten af, en schuive men de vlakken, loodrecht door de knooppunten op de as gelegd, tot elkander.

Het beeld is kleiner of grooter dan het voorwerp, naarmate het laatste binnen of buiten den dubbelen brandpuntsafstand geplaatst is, het wordt virtueel als het binnen den enkelen brandpuntsafstand staat.

52. Heeft men dus de plaatsing van het voorwerp in zijne macht, zoo kan men het beeld zoo groot maken als de sterkte van het licht toelaat.

Optische werktuigen.

53. Voor verwijderde voorwerpen stelt men kijkers, voor dichtbij geplaatste kleine voorwerpen microscopen samen, en beziet het beeld, door een dubbel voorwerpglas (zie § 49) gevormd, met een tweede lens, die een virtueel beeld levert. Deze tweede enkele of samen-

gestelde lens heet oculair, omdat zij het beeld doet bezien door het oog.

54. In het oog, zelf een zeer samengestelde lens, wordt op de retina een omgekeerd beeld gevormd, als het beeld gebracht is op een voor verschillende oogen verschillenden afstand, den afstand van duidelijk zien.

55. In de kijkers met enkelvoudig oculair is het brandpunt van het objectief-brandpuntsafstand F ook bijna dat van het oculair, welks brandpuntsafstand f, daarachter gelegen in den eersten hollandschen kijker (tooneelkijker), en tusschen objectief en oculair in den eenvoudigen astronomischen kijker.

De vergrooting is dan $\frac{F}{f}$

56. Om den astronomischen kijker geschikt te maken tot terrestrisch gebruik, voegt men tusschen objectief en oculair twee lenzen in, als collimatoren, waarvan de voorste zijn brandpunt heeft in het achterste knooppunt van het objectief, zoodat het beeld weder rechtop komt als in den hollandschen kijker.

57. Men gebruikt veelal een dubbel oculair met de brandpunten f' en f'', naar Huyghens, zoodat het brandpunt van het objectief tusschen de twee glazen van het oculair valt, of naar Ramsden, zoodat het voor het eerste glas van het oculair komt. Als de afstand der glazen d is, heeft men in beide gevallen de lineaire vergrooting $= \frac{F}{f' f''} (f' + f'' - d)$

58. Door de krommingen der verschillende glazen, in samengestelde oculairen, veelal plan-convex, behoorlijk te kiezen, kan men de kijkers aplanatisch en achromatisch maken, gelijk reeds vrij wel door de oculairen van Ramsden en Huyghens bereikt wordt.

59. Bij het laatste (negatieve) wordt door de voorste lens, daarom *veldlens* genoemd, ook het veld van den kijker grooter gemaakt, maar het heeft het nadeel dat het bewegelijk oculair nu ook de draden bevat en dus gevaar geeft, dat de as verandere.

60. Door het oculair wordt ook een beeld van het objectief zelf gevormd. Binnen den omtrek van dat beeld daarom, *oogring* geheeten, moet het oog geplaatst worden.

De vergrooting wordt dan gegeven door de verhouding van de middellijnen van objectief en oogring (dynameter van Ramsden).

61. Bij den microscoop treedt, in de plaats van den brandpuntsafstand van het objectief, de afstand waarop het beeld gevormd wordt, en daar die zelf afhankelijk is van den afstand, waarop men het voorwerp plaatst (v), wordt de eindvergrooting gewoonlijk beschouwd als product van de vergrooting des objectiefs en die van het oculair.

62. Vangt men de gevormde beelden op een vlak op, zoo heeft men den beeldmicroscoop, den tooverlantaarn, den megascoop, eenvoudig door bij kijker of microscoop, het oculair uit te trekken of een andere keus van lens te doen. Zoo kan men een zeer sterke vergrooting verkrijgen.

59. Bij sterkere vergrooting staat de lichtsterkte van het reëele beeld tot die van het voorwerp in omgekeerde reden als de grootte (v) (oppervlakte) van beeld en voorwerp; terwijl zij direct evenredig is aan de oppervlakte van het objectief. Bij beelden in het oog gevormd, hangt zij daarenboven van de grootte af van den oogring, van de opening (pupil) in het oog en van zijne plaatsing.

Het oog.

64. Het oog is een samengesteld optisch werktuig, hoofdzakelijk uit drie deelen bestaande: hoornhuid en waterachtig vocht (index 1.3465), lens, (index 1.4545), glasachtig vocht met een index ook bijna 1.3465, zoodat de lens alleen aan beide oppervlakten door een nagenoeg gelijk optisch medium begrensd is.

65. Drie kromtestralen: van de hoornhuid 7.8 m.M. van de voorste en achterste oppervlakte der lens 9.51 en 5.87 bepalen de werking van het stelsel. Zij worden (Cramer, Helmholtz) gemeten door de daarop gevormde beelden § 23, en vooral de middelste veranderlijk bevonden tengevolge der spieren, welke het oog draaien, plaatsen, drukken; ook wordt de lens, 4 m.M. dik, daardoor voor- en achterwaarts bewogen.

66. Door dit stelsel wordt dan een omgekeerd beeld gevormd op het netvlies (*retina*) van de oogzenuw die over het vaatvlies (*choroïdea*), dat de *sclerotica* bekleedt, uitgebreid is.

67. Naarmate het beeld van een 25 centimeter verwijderd voorwerp juist op het netvlies gevormd wordt, al dan niet, heet het oog *emmetropisch* of *ametropisch;* en wel in het laatste geval *myopisch* of *hypermetropisch*, naarmate het verste brandpunt vóór of achter de staafjeslaag, § 75, ligt.

68. Is een voorwerp dus verder dan 25 c.M. of minder ver voor een emmetropisch oog geplaatst, zoo geeft elk punt een verstrooiingscirkel op het netvlies, tenzij de vorm van het oog verandere: zich *accommodeere.*

De grootte der in het oog gespiegelde beeldjes (§ 65) leert ons wat geschiedt.

69. Het accomodatievermogen is voor verschillende oogen verschillend en wordt aangegeven door de omgekeerde getallen van de uiterste (den kleinsten en den grootsten) afstanden, waarop men nog duidelijk zien kan. Het neemt met den ouderdom af.

Van beide breuken wordt de noemer grooter, vooral van de kleinste.

70. Men voegt dan aan ametropische oogen, die op den afstand Δ zien, maar dien wenschen te brengen op een afstand d eene lens, wier brandpunsafstand is $\pm \frac{\Delta . d}{\Delta - d}$.

71. Daar het oog vaak in verschillende meridianen verschillende kromming en dus verschillende brandpuntsafstand heeft (*astigmatisme*, Sturm) zoo kan men zijne fouten niet altijd door bolvormige lenzen compenseeren, maar moeten deze evenals tegen het scheelzien anders geslepen zijn.

72. Het oog heeft buitendien nog spherische aberratie, die door de *iris* gedeeltelijk weggenomen en door het sterker brekendvermogen van het binnenste der lens reeds verminderd is. Ook blijft er nog eene kleine fout van chromatische aberratie over.

73. Bij het oog hebben wij nu niet meer het eenvoudig geval van § 39, want het glasvocht is met de cornea tusschen twee ongelijk brekende media geplaatst, wij moeten dus van de hoofdpunten de knooppunten van het geheele stelsel onderscheiden en vinden, dat die dicht bijeen gelegen zijn op minder dan 0.4 m.M. afstand, zoodat men in het gereduceerde oog slechts één knooppunt midden daartusschen aanneemt.

74. Zoo wordt dan een goed beeld op de retina,

§ 66, gebracht. De indruk aldaar gemaakt wordt voortgeleid naar het sensorium commune en gezien, het best als het in de gele vlek, en niet als het op het punctum coecum valt.

75. De retina wordt nog in drie lagen onderscheiden, waarvan de voor ons voornaamste *staafjeslaag* heet.

76. Het schijnt dat de verschillende kleuren slechts drie verschillende energiën rood, groen en violet opwekken in verschillende sterkte, waardoor dan tot ieder der kleuren door menging, in tint en in saturatie daaruit te verkrijgen, besloten wordt.

77. Elke indruk op het oog gemaakt blijft nog een poos bestaan en vereenigt zich dan binnen dien tijd met den volgenden indruk, ook nemen sommigen aan, dat hij zich op de onmiddellijk aangrenzende zenuwvezelen uitstrekt (*irradiatie*).

78. Is de indruk van een kleur sterk geweest zoo zijn die deelen van het netvlies vermoeid en geven dan den indruk van de tot wit aanvullende (*complementaire*) kleur, waardoor men gelegenheid heeft de verschillende draaiingen van het oog te bestudeeren.

79. Behalve deze positieve en negatieve nawerking heeft men nog eene contrastwerking, waardoor een zelfde kleur op een anderen grond een andere tint schijnt aan te nemen.

80. Den complementairen of negatieven indruk behouden natuurlijk juist die deelen van het netvlies welke getroffen waren. Wendt men dus het oog na den indruk ontvangen te hebben, in eene andere richting, zoo zullen de beelden op andere plaatsen schijnen te staan. Men leidt uit deze gewaarwordingen de draaiingen van den oogbol af.

81. Bij het scherp zien is de as van het oog op

het voorwerp gericht. Wij voelen dus de richting, door de werking der oogspieren uit ondervinding te beoordeelen.

82. Den afstand van een punt zouden wij ook kunnen beoordeelen uit de inspanning van andere spieren en van de drukkingen op de lens, maar juist kennen wij dien toch slechts uit de gelijktijdige richtingen der beide oogassen in verband met den afstand der knoop- of kruispunten in de beide oogen.

83. Een teekening van een voorwerp, zooals het uit het eene oog gezien wordt, geeft met een andere, zooals het dan aan het tweede oog zich vertoont in den stereoskoop van Wheatstone, volkomen de verhevenheden en verdiepingen van dat voorwerp terug.

84. De telestereoskoop van Helmholtz vergroot de basis, anders ons door den afstand onze oogen geboden, en doet ons dus over grootere afstanden oordeelen. De astronoom neemt de photographieën van hemellichamen uit twee verschillende plaatsen der hemelruimte gezien op tijden, waarop zij eveneens uit dezelfde betrekkelijke richting verlicht zijn.

Interferentie.

85. Bij lichtende voorwerpen volvoeren de kleinste deeltjes, in de eerste plaats de aetherdeeltjes bewegingen, waardoor hunne verschuiving x en hun snelheid v, evenals bij het geluid gegeven worden door de formules:

$$x = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\zeta}{\lambda}\right)$$

$$v = \frac{2\pi A}{T} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\zeta}{\lambda}\right)$$

Ook hier is A de amplitude, T de trillingstijd, t de verloopen tijd sedert den aanvang der beweging, ζ de afstand van de lichtbron, $\frac{\zeta}{\lambda}$ de phase.

86. Elke andere trillingstijd T geeft een andere golflengte wegens $a\,T = \lambda$, als a de voortplantingssnelheid is, en elke andere golflengte geeft andere breekbaarheid, § 32, d. i. andere kleur, evenals bij het geluid anderen toon.

87. Ontvangt een punt van twee bronnen licht

$$x = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\zeta}{\lambda}\right)$$

$$x' = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\zeta'}{\lambda}\right)$$

Zoo is de resulteerende beweging

$$(x + x') = \left(A \cos 2\pi \frac{\zeta}{\lambda} + B \cos 2\pi \frac{\zeta'}{\lambda}\right) \sin 2\pi \frac{t}{T}$$
$$- \left(A \sin 2\pi \frac{\zeta'}{\lambda} + B \cos 2\pi \frac{\zeta'}{\lambda}\right) \cos 2\pi \frac{t}{T}$$

Wij zullen zien dat het geen praktische toepassing zou hebben T in de twee bronnen van verschillend licht te vooronderstellen.

88. $x + x'$ laat zich herleiden tot

$C \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\varepsilon}{\lambda}\right)$, waarin

$$C = \sqrt{A^2 + B^2 + 2AB \cos 2\pi \frac{\zeta - \zeta'}{\lambda}} \text{ en}$$

$$E = \frac{\text{tg } A \cos 2\pi \frac{\zeta}{\lambda} + B \cos 2\pi \frac{\zeta'}{\lambda}}{A \sin 2\pi \frac{\zeta}{\lambda} + B \sin 2\pi \frac{\zeta'}{\lambda}}$$

en bij gelijke lichtsterkte, $B = A$, zelfs tot $2A$ en tot nul, naarmate $\zeta - \zeta'$ een even of een oneven veelvoud van $\frac{\lambda}{2}$ is.

89. Zoo kan licht uit twee of meer bronnen ontstaande duisternis geven. De ringen van Newton worden daaruit verklaard. De wegen in de tusschenruimten tusschen de glazen worden langer en bedragen dus beurtelings een even en een oneven veelvoud van $\frac{\lambda}{2}$ en kunnen zoo ringen geven, wier stralen tot elkander staan als $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ enz.

90. Bij mineraliën, die in dunne lagen splijten, zoodat luchtlagen van de dikte d daartusschen overblijven, zal een lichtstraal, welke daarin een hoek r maakt aan beide grenzen worden teruggekaatst, en de laag, welke de luchtlaag tweemaal meer doorloopt, zal een weg afleggen $\frac{2\,d\cos r}{\lambda'}$ langer dan de andere, als λ' de golflengte is in de lucht of andere middenstof: men verkrijgt dan evenwijdige gebogen streepen.

91. Voor iedere afzonderlijke kleur heeft men een afzonderlijk stel ringen.

Iedere ring overdekt andere en geeft zoo aanleiding tot verschillende schakeeringen, kleuren van hoogere orde, naarmate zij grooter verschil van weg afleggen.

92. In het midden verwacht men een lichte plek. Zij is donker. Daardoor is men tot de erkenning gekomen, dat steeds bij reflexie, vooral op de meer brekende stof, verschil van phase ontstaat.

Het doorgelaten licht vertoont de ringen in complementaire kleuren.

93. Het scherpst ziet men de streepen (*franjes*), indien men van het licht, door een nauwe spleet doorgelaten, twee beelden maakt, (Fresnel, Pouillet, Billet) die, uit een zelfde bron ontstaan, met haar dezelfde phase hebben.

Bij homogeen licht is er dan duisternis op de plaatsen, wier afstanden tot de twee bronnen $\frac{2n+1}{2}\lambda$ verschillen.

94. De plaatsen, die onderling hetzelfde verschil in afstand hebben, liggen op de takken eener hyperbel, wier brandpunten die bronnen zijn.

95. Daar volmaakt homogeen licht niet te verkrijgen is, kan men slechts door kunstmiddelen een veertigduizendtal dier franjes tellen.

96. Uit den afstand f eener franje tot de loodrechte door het midden der lijn, welke de bronnen vereenigt, en wegens zekere veranderlijkheid van de richtingen der trillingen na eenigen tijd, uit den onderlingen afstand dier bronnen ($2b$), en den afstand van het scherm tot die lijn d, berekent men de golflengte λ dier kleur.

$$\lambda \text{ nagenoeg } \frac{4bf}{d}$$

97. Als men de lichtbronnen dichter bijeen brengt, dan verwijderen de franjes zich meer van elkander.

Buiging.

98. Men kan even goed meer dan twee, oneindig vele lichtbronnen (streepen door tralien) laten samenwerken en verkrijgt dan spectra, die zich ter weerszijde van de middellijn vertoonen met het rood naar binnen, en elkander spoedig ten deele bedekken.

99. Elke franje heeft in een ander spectrum haar maximum van lichtsterkte, haar absoluut maximum in het eerste spectrum. Als de open spleeten en de tralien eene verhouding voor hunne breedte hebben

van a en b golflengten dan ontbreekt de franje van de orde $m \frac{b}{a}$.

100. Die spleeten hebben zelf een breedte van verscheiden golflengten; dus zijn naar een zelfde punt op het scherm de wegen ongelijk, naarmate het licht van andere punten der spleeten naar het punt van het scherm uitgaan. Elke spleet kan alzoo ten opzichte van een bepaald punt in deelen verdeeld worden, welke om de andere elkaar versterken of verzwakken.

101. Zoo kan dan reeds een enkele spleet interferentie geven; ten opzichte van elk ander punt van het scherm is die verdeeling anders. De punten, waardoor de spleet in een even aantal deelen wordt verdeeld, hebben geen licht, het punt, waarvoor de spleet in een oneven aantal $2n+1$ verdeeld wordt, heeft tot lichtsterkte

$$\left(\frac{\sin \frac{b\,m\,\alpha}{\lambda}.\pi}{\frac{2\,b \sin \alpha}{\lambda}}\right)^2 = I = \left(\frac{\sin \frac{2n}{2}.\pi}{2n}\right)^2 \text{ in Maximo.}$$

102. Wij hadden eigenlijk ook in § 98 en 99 de spleeten als breedte hebbende moeten beschouwen en vinden dan veelvuldiger afwisseling van maxima en minima, waarmede de waarneming overeenstemt.

103. Een ondoorschijnend lichaam, dat gedeeltelijk het licht van een punt onderschept, geeft op een daarachter geplaatst scherm franjes. Immers naar Huyghens gaan van elk punt der niet onderschepte bolvormige golfoppervlakte trillingen uit, maar die verschillende wegen tot aan een punt of lijn op het scherm hebben af te leggen. Het licht van eene strook naar § 100 wordt vernietigd door de halve som der aanliggende strooken.

104. Daaruit volgen franjes aan den lichtkant der geometrische schaduw voor een scherm en, als er twee zijn evenwijdig aan elkander, behalve die (inwendige) ook uitwendige franjes in de geometrische schaduw.

105. Zoo kan een dunne streep, eene naald, licht geven in het midden der naald, eene donkere schijf een lichtpunt in het midden van hare schaduw, omringd met vele ringen. Zoo ontstaan, bij openingen van verschillenden vorm en verschillend in aantal en rangschikking, de door Schwerdt berekende lichtbeelden.

106. Buiten het spectrum ter weerszijde ontstaan ook zulke franjes, die door thermische of chemische middelen moeten worden aangewezen. In alle drie de deelen van het spectrum, het Herschelsche, Newtonsche, en Rittersche deel, kunnen donkere streepen, naar Wollaston en Fraunhofer genoemd, worden aangetoond, wier breekbaarheid door dezelfde formules § 32 met de golflengte blijkt te veranderen.

107. Zelfs donkere lichamen zenden stralen uit, zelf niet zichtbaar, maar waarneembaar door de veranderingen, die zij in andere donkere lichamen te weeg brengen (Moser).

Phosphorescentie en Fluorescentie.

108. Door licht op een voorwerp te laten schijnen worden de voorwerpen soms langzamerhand, maar dan gedurende eenigen tijd, of dadelijk maar ook slechts zoolang als zij beschenen worden, zelflichtend. De eerste eigenschap heeft naar Phosphorus, de tweede naar Vloeispath haren naam.

109. De aard der phosphorescentie, de soort van licht die opgewekt wordt, hangt af van den aard van

het voorwerp en van den moleculairen toestand; de duur is verschillend en werd het eerst door Becquerel bepaald.

110. Men heeft nog niet gevonden, dat die eigenschap zich ook op nabij gelegene, niet zelf door het licht getroffen deeltjes, uitstrekt.

Men onderscheidt wel met Beccaria opwekkende en de werking voortzettende stralen, exciteerende en continueerende.

111. Zeer vele stoffen, vooral organische en die welke sterke absorptiestreepen vertoonen, veranderen de breekbaarheid der stralen. Bij Quarz is deze wijziging het minst merkbaar.

112. De fluorescentie dringt slechts tot geringe diepte door, zoodat het licht, dat eene middenstof doordrongen en fluoresceerend gemaakt heeft, niet opnieuw een gelijke middenstof kan doen lichten.

113. Terwijl ik aanvankelijk meende, dat bij Fluorescentie de breekbaarheid van het licht kon vermeerderd of verminderd worden, Phys. p. 156, gaf Stokes zijne wet: dat zij alleen verminderd werd. De strijd daarover tusschen v. Lommel en Hagenbach is nog niet geheel beslist; hij schijnt naar Lübarsch niet geheel ten voordeele van Stokes uit te vallen.

Polarisatie.

114. Het licht verkrijgt bij breking en terugkaatsing voornamelijk bij dubbele breking, zie volgende §, andere eigenschappen, welke niet zoo onmiddellijk in het oog vallen.

115. In de krystallen, die niet tot het tesserale stelsel behooren, en ook door sommige die daartoe gerekend

worden, wordt een invallende straal meestal in drie deelen gescheiden: in den teruggekaatsten en in twee gebroken stralen, die slechts in bijzondere gevallen te gelijk de beide wetten van Snellius volgen.

In het tetragonale en hexagonale stelsel volgt de een de beide wetten van Snellius en heet daarom de gewone straal, in de overige krystallen wijken beide stralen beurtelings van die wetten meer of minder af.

116. Laat men namelijk deze beide stralen, wier sterkte gelijk is, op nieuw door een dubbelbrekend krystal vallen, dan verdeelen zij zich wel ieder weer in twee anderen, maar die nu onderling in sterkte verschillen; zoo zelfs dat van ieder der paren beelden een in zekere standen van het krystal geheel verdwijnt; waarbij dan het andere de geheele sterkte behoudt.

117. Licht, dat door een dubbelbrekend krystal gegaan is, heeft dus andere eigenschappen verkregen, want het wordt niet meer in twee lichtbeelden van gelijke maar van ongelijke sterkte gedeeld. Daar de verdeeling afhangt van de richting van het tweede krystal ten opzichte van die van het eerste, moet in dit licht nu een zekere richting boven eene andere bevoorrecht zijn; daarom noemt men het *gepolariseerd.*

118. Ook als slechts een gebroken en een teruggekaatste straal aanwezig is, kan men aannemen, dat ieder der stralen uit tweeërlei licht bestaat. Een gedeelte van ieder is in, het andere deel loodrecht op het invallingsvlak gepolariseerd. Bij breking wordt het eerste meer verzwakt dan het tweede, bij terugkaatsing het tweede meer; zoodat onder een zekeren invallingshoek (p) van het teruggekaatste licht alleen dat overblijft, wat in het invallingsvlak gepolariseerd is.

119. Deze polarisatiehoek (p) is voor elk paar mid-

denstoffen een andere; zijn sinus is gelijk aan de cosinus van den daarmede overeenstemmenden hoek, zoodat $\text{tg}\, p = n$.

120. Om deze eigenschappen te bestudeeren zijn vooral de krystallen dienstig.

Natuurlijk kan men steeds een van de stralen afsluiten, of wel naar Nichol een kalkspaat-kristaal zoo doorsnijden en na draaing van het eene stuk weder met Canadabalsem of een luchtlaag zoo aaneen voegen, dat de gewone straal totaal gereflecteerd en de buitengewone alleen doorgelaten wordt.

Alle dergelijke toestellen heeten dan *polariskopen.*

121. De straal door een tourmalijn of een Nichol doorgelaten verdeelt zich nu naar § 115 in twee stralen. Laat men hem nu op een tweede Nichol vallen in gekruiste, juist loodrechte stelling, zoo zal er volstrekt geen licht doorgaan. Men kan dus door de stelling van het tweede Nichol onderkennen, hoe het eerste stond, in het algemeen, hoe het eerste polarisatievlak was, en dus ook of het en hoeveel het intusschen door eene andere tusschengelegene middenstof gedraaid werd.

122. Daar de trillingsrichting eenvoudig volgens twee onderling loodrechte sneden (§ 125) van het krystal ontbonden wordt, is de sterkte van den bij dubbele breking doorgelaten gepolariseerden straal gelijk aan die van den oorspronkelijken vermenigvuldigd met $\sin^2 \varphi$ en $\cos^2 \varphi$, als φ de hoek dier richting is ten opzichte van de hoofdsnede.

123. Bij terugkaatsing en enkelvoudige breking wordt de sterkte van een in het invallingsvlak gepolariseerden straal verminderd in reden van

$$\frac{\text{Sin}^2\,(\text{i} - \text{r})}{\text{Sin}^2\,(\text{i} + \text{r})} \text{ en } \frac{\text{tg}^2\,(\text{i} - \text{r})}{\text{tg}^2\,(\text{i} + \text{r})}$$

waaruit blijkt dat de laatste nul wordt als $i + r = 90$ zie § 119.

Eenassige krystallen.

124. De hexagonale en tetragonale krystallen hebben een krystallographische as die zich onderscheidt, heeten daarom eenassige krystallen, en hebben ook die as, en lijnen daaraan evenwijdig, tot optische as. Elke snede door de optische as is *hoofdsnede.*

125. In eene hoofdsnede, ook in de snede loodrecht daarop, zijn alle drie de stralen in hetzelfde vlak met de normaal, wordt dus de eerste wet van Snellius door beide gebroken stralen opgevolgd; slechts is in de hoofdsnede de verhouding van de sinus van den tweeden, buitengewonen, tot de sinus van den invallingshoek veranderlijk.

126. Ter verklaring stelt men, dat het gewone licht alleen loodrecht op de hoofdsnede, dat is op de as trilt, het buitengewone alleen evenwijdig aan de hoofdsnede, of omgekeerd, maar naar de richting voor elken straal onder een anderen hoek met de as (in elk geval in twee op elkander loodrechte richtingen); terwijl in natuurlijk licht de aether in alle richtingen van een zelfde vlak zijn slingeringen volbrengt.

127. Voor de rekening kan men aannemen, vgl. § 126, dat natuurlijk licht bestaat uit twee in eenig paar onderling loodrechte vlakken gepolariseerd licht van de halve sterkte. Later te vermelden onderzoekingen leeren, dat de trillingen nagenoeg in de golfoppervlakte liggen en maken waarschijnlijk, dat elk aetherdeeltje een steeds veranderende ellips op die oppervlakte beschrijft.

128. Met § 25 stemt overeen, dat de buitengewone straal in de krystallen een andere snelheid heeft dan de gewone straal. Terwijl deze zich naar alle richtingen evensnel voortgaat; en dus de in de hoofdsnede gepolariseerde aetherdeeltjes telkens op de oppervlakte van een bol gelijke beweging hebben, is dit voor den buitengewonen straal het geval op de oppervlakte van een omwentelingsellipsoïde, wier as de krystallographische of optische as is.

Hiernaar construeerde Huyghens reeds de richtingen der beide stralen.

129. In de optische as van Quartz wordt het licht circulair gepolariseerd. Het licht doorloopt een spiraal, naar Fresnel twee spiralen in tegengestelden zin met ongelijke snelheid, zoodat het polarisatievlak blijkt gedraaid te zijn in de stof zelve, daar men eene andere stelling aan den analyseur geven moet om homogeen licht uit te blusschen.

Interferentie en ciculaire polarisatie.

130. Treden uit krystalplaten met evenwijdige oppervlakten de gewone en de buitengewone stralen weer evenwijdig aan de richting, waaronder de oorspronkelijke straal inviel, uit, dan heeft toch de buitenwone straal een andere phase, daar hij veelal een anderen weg in het krystal heeft afgelegd en met eene andere snelheid daarin is voortgegaan § 128.

131. De kleuring, bij invallend gepolariseerd licht, komt op verschillende wijze aan den dag, naarmate men parallel of divergeerend licht op een krystal laat vallen, en wel naarmate de as evenwijdig aan de oppervlakte is, loodrecht daarop, of scheef (bijv. onder 45°) geplaatst.

132. Lichtstralen, ook al komen zij van dezelfde bron, in twee onderling loodrechte vlakken gepolariseerd, geven geen zichtbare interferentie.

133. Zelfs moeten de stralen, die na terugbrenging in een gemeenschappelijk polarisatievlak interferentieverschijnselen geven zullen, noodzakelijk eerst een gemeenschappelijk polarisatievlak gehad hebben.

134. Wordt dat tweede vlak, door den analyseur aangegeven, beurtelings loodrecht op en evenwijdig aan het eerste polarisatie vlak gesteld, zoo komen in die beide gevallen de figuren in onderling complementaire kleuren te voorschijn.

135. In het algemeen (§ 125 en 126) wordt ook bij reflectie op metalen elliptisch, zeldzaam circulair gepolariseerd licht geboren; hetgeen niet door een analyseur kan gedoofd worden, zonder dat het vooraf weder lineair is gemaakt, want (zie § 88) dan moeten beide soorten van licht even sterk zijn en $^1/_4$ phase verschillen.

136. Cinnaber, zwavelkoolstof etc en organische stoffen (naar van 't Hoff met asymmetrische koolstof) heeten *optisch actief*, als zij het polarisatievlak van het licht draaien. Ook gassen hebben die eigenschap.

137. De grootte der draaiing (D) is $= \frac{d\,l\,p}{100}$, indien een lengte (l) doorloopen wordt van een stof, die tot p procenten in een glazen buisje aanwezig is. Dan heet d de draaiingsconstante, die evenwel van andere bijgemengde stoffen en van de golflengte afhangt op soortgelijke wijze $d = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}$ als de index van refractie.

138. Er zijn voornamelijk drie in beginsel ver-

schillende toestellen: van Soleil, Wild, Laurent, ter bepaling van het draaiingsvermogen voor homogeen licht, en voor gemengd licht de methode der teinte sensible of het prismatisch onderzoek.

139. De interferentien bij tweeassige krystallen zijn wel meer samengesteld, maar worden naar dezelfde beginselen beoordeeld, zoodat wij bij die soort van krystallen alleen over de richting en snelheid der stralen behoeven te sprekeu.

Tweeassige krystallen.

140. Bij de krystallen, welke geen twee assen onderling gelijk hebben, wordt de elasticiteit ook aangegeven door de voerstralen van een ellipsoïde met drie ongelijke assen, welke evenwel altijd twee circulaire doorsneden toelaten onder gelijke helling met de as van grootste elasticiteit.

De normalen op deze circulaire doorsneden heeten dan de optische assen.

141. De golfoppervlakte kan men zich weder voorstellen als gegeven door de uiteinden der lijnen, wier lengten de grootste en de kleinste as der ellipsen zijn, telkens door een golfvlak met de ellipsoïde gemaakt. en die loodrecht op zoodanige doorsnede zijn opgericht.

142. Zij is zeer samengesteld. In drie vlakken geeft zij tamelijk eenvoudige doorsneden: in de beide vlakken, welke door de as van middelbare elasticiteit gaan en tevens door een der andere assen een ellips en een concentrisehcn cirkel, geheel daar buiten of geheel daar binnen, en in het vlak door de beide uiterste assen bepaald, een cirkel en eene ellips die elkander snijden.

Die snijpunten bepalen twee zoogenaamde secundaire optische assen.

143. De trillingen geschieden in twee onderling loodrechte vlakken. Denkt men zich twee vlakken, door een der optische assen en tevens door de normaal op de golfoppervlakte bepaald, zoo liggen de trillingen in vlakken, welke den hoek der vlakken of hun supplementshoek middendoor deelen.

144. Treft een straal de golfoppervlakte in de richting der optische as, zoo kan door het ontmoetingspunt een vlak gelegd worden loodrecht op de optische as en tevens de golfoppervlakte in een cirkel rakende; treft een straal de golfoppervlakte in de richting van eene secundaire as, zoo heeft men een geheele een conus omhullende reeks van raakvlakken

In die gevallen vertoont zich de in- of uitwendige conische refractie (Hamilton, Lloyd).

145. Ten opzichte van de optische assen wordt die snelheid v' en v'' der beide stralen bepaald door de beide volgende formules, waarin φ en ψ de hoeken zijn, welke een straal in het krystal met de optische assen maakt

$$v'^2 = a^2 + (c^2 - a^2) \sin^2 \frac{\varphi - \psi}{\lambda}$$

$$v''^2 = a^2 + (c^2 - a^2) \sin^2 \frac{\varphi + \psi}{\lambda}$$

146. Het verschil $v^{2'} - v^{2''} = 2 (c^2 - a^2) \sin \varphi \sin \psi$ wordt met goed gevolg gebruikt voor de bepaling van kleuren door tweeassige krystallen voortgebracht, welke over lemniscaten verdeeld zijn, indien de scheidingsvlakken loodrecht staan op de deellijn der optische assen. In het algemeen heeft men natuurlijk ook hier te letten op het verschil in weg en het verschil in snelheid.

147. De optische assen zijn voor iedere kleur verschillend en liggen slechts nog bij het rhomlische krystalstelsel in eenzelfde vlak.

148. Door verhitting en plotselinge afkoeling verkrijgt glas, en ook door ongelijke drukking glas en alle andere stoffende eigenschap dubbelbrekend te zijn.

Zelfs de voorbijgaande drukkingen en rekkingen bij het geven van tonen kan men door interferentiefranjes en polariskopen bij oogenblikkelijke verlichting zichtbaar maken.

---

fb810

86-1081