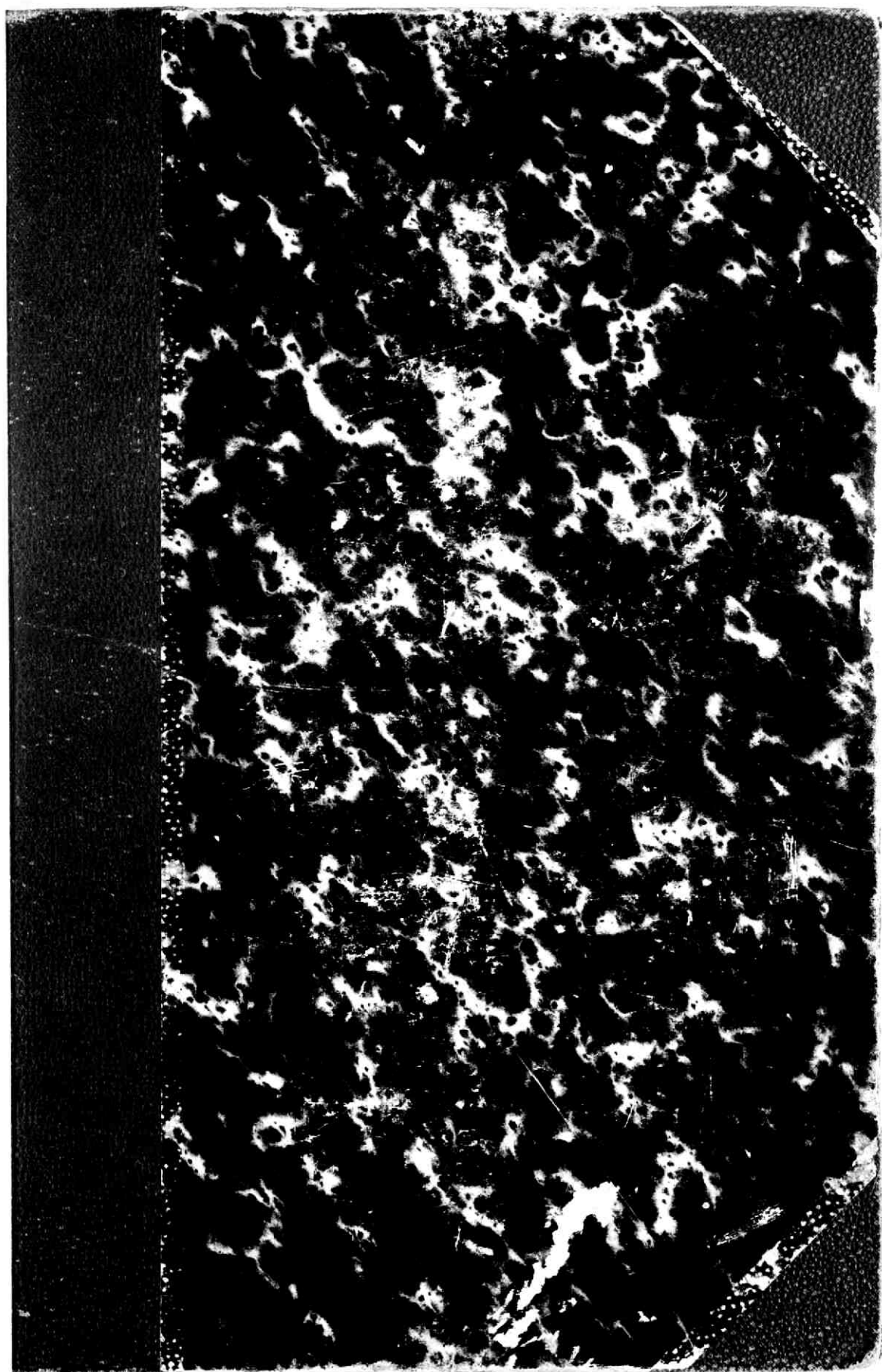




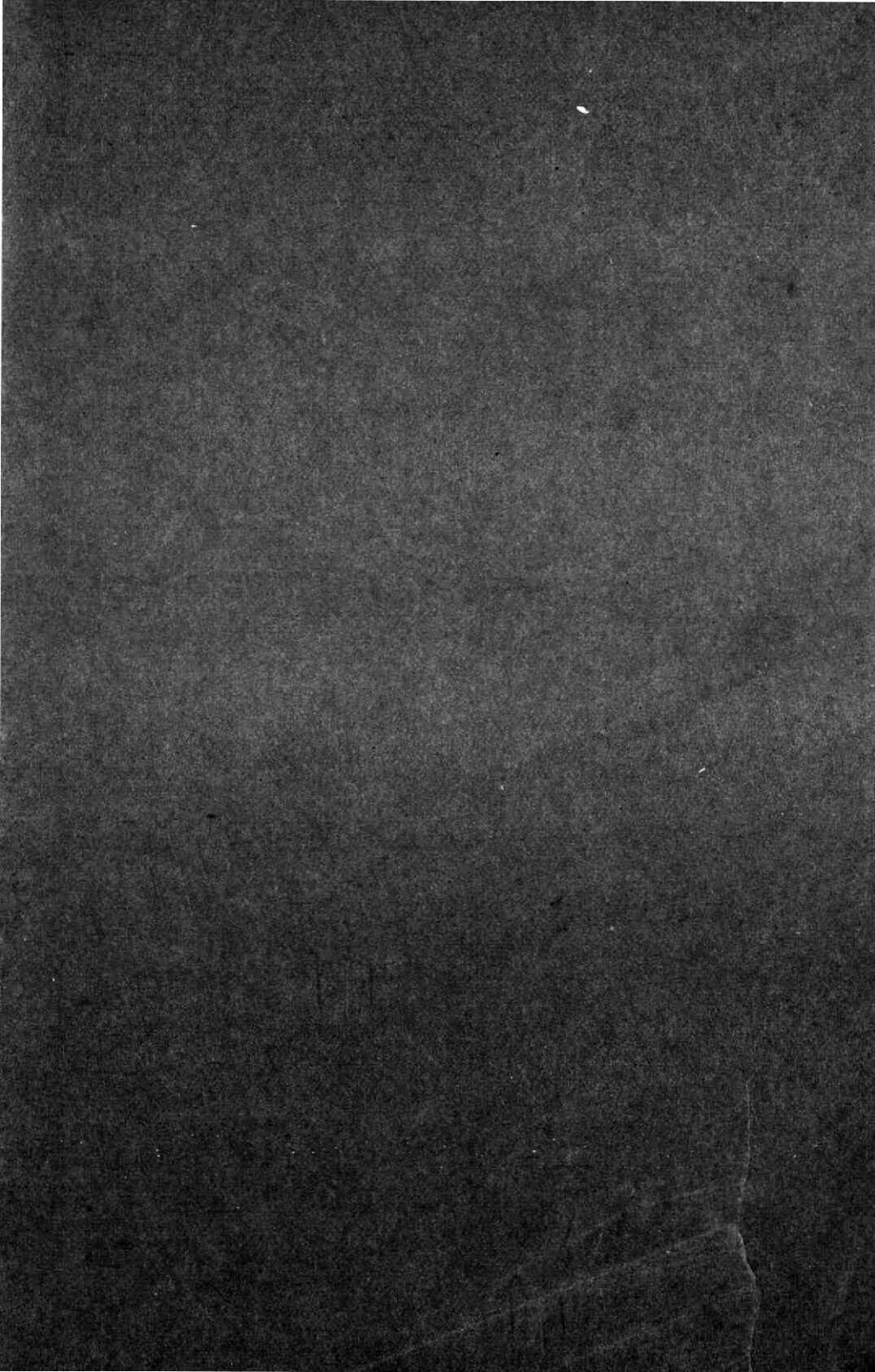
Leerboek der natuurkunde

<https://hdl.handle.net/1874/235322>



mm 1245

Q. oct.
1422



BIBLIOTHEEK UNIVERSITEIT UTRECHT



3153 860 0

U 0072

LEERBOEK

DER

NATUURKUNDE

DOOR

DR. V. A. JULIUS,

Hoogleeraar aan de Rijks Universiteit te Utrecht.

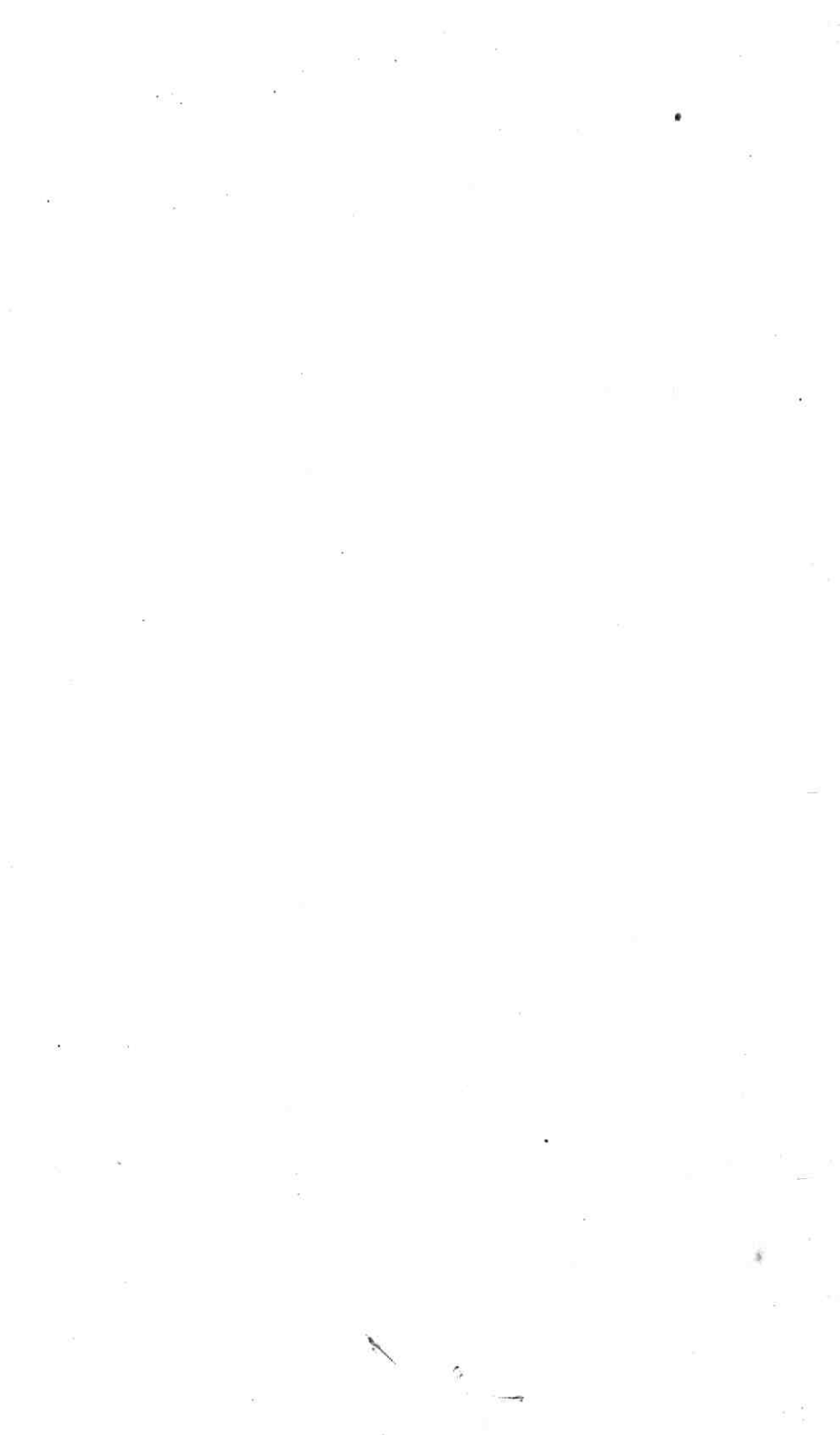
1^{ste} DEEL.

2^{de} DRUK.



TE BREDA,
TER STOOMDRUKKERIJ VAN GEBR^s. OUKOOP,
VOOR REKENING VAN DE
KONINKLIJKE MILITAIRE ACADEMIE.

1889.



De uitnoodiging tot het bewerken van de tweede uitgave van mijn Leerboek kwam tot mij, toen ik nauwelijks mijn nieuwen werkring in *Utrecht* had aanvaard. Deze eischte zooveel van mijn tijd, dat ik meende de opdracht niet zonder voorbehoud te mogen aannemen.

Daarom stelde ik voor, dat men mij zou toestaan de hulp in te roepen van mijn broeder, Dr. F. H. JULIUS, Leeraar aan de Rijks Hoogere Burgerschool te *Zwolle*. Wanneer de arbeid aan een omwerking verbonden, tusschen hem en mij verdeeld mocht worden, achtte ik het mogelijk, dat zij bijtijds gereed zou zijn.

Bij Ministerieele aanschrijving werd mij dit vergund.

Ik ben veel aan de hulp van mijn broeder verplicht. Indien de tweede uitgave eenige gebreken minder heeft dan de eerste, zoo is dit voor een goed deel aan zijn medewerking toe te schrijven.

V. A. JULIUS.

UTRECHT, Juni 1889.



INHOUD.

EERSTE AFDEELING.

Mechanische Grondbeginselen.

HOOFDSTUK I.

STOFFELIJK PUNT.

	Bladz.
§ 1. Stoffelijk punt	1.
§ 2. Beweging	1.
§ 3. Baan	2.
§ 4. Richting der beweging.	2.
§ 5. Weg	2.
§ 6. Meten van tijdsverloopen	2.
§ 7. Eenparige beweging.	3.
§ 8. Richting der snelheid	4.
§ 9. Hoeksnelheid.	4.
§ 10. Veranderlijke beweging	5.
§ 11. Eenparig versnelde beweging	6.
§ 12. Eenparig vertraagde beweging	9.
§ 13, 14, 15, 16. Ontbinding van een beweging.	10.
§ 17. Bewegingstoestand van een punt.	15.
§ 18. Deviatie	15.
§ 19. Massa.	18.

	Bladz.
§ 20. Een punt onder den invloed van twee punten . . .	21.
§ 21. Kracht	22.
§ 22. Ontbinding van een kracht	25.
§ 23. Hypothese van Newton	26.
§ 24, 25. Samenstelling van krachten.	27.
§ 26. Moment van een kracht ten opzichte van een meet- kundig punt	29.
§ 27. Momentenvergelijking	30.
§ 28, 29. Arbeid	31.
§ 30. Arbeidsvermogen	34.

HOOFDSTUK II.

VASTE LICHAMEN.

§ 31. Lichamen	38.
§ 32, 33. Beweging van een lichaam	39.
§ 34. Massa van een lichaam	40.
§ 35. Dichtheid	41.
§ 36. Soortelijke massa	41.
§ 37. Krachten werkende op verschillende punten van een lichaam	42.
§ 38. Vervanging van krachten, werkende op verschillende punten van een lichaam	44.
§ 39. Vervanging van krachten, die langs onderling even- wijdige lijnen in dezelfde richting werken	45.
§ 40. Vervanging van krachten, die langs onderling even- wijdige lijnen in onderling tegengestelde richtingen werken	48.
§ 41. Momentenvergelijking	51.
§ 42. Koppel	53.
§ 43. Vervanging van koppels	54.
§ 44. Vervanging van willekeurige krachten, op verschil- lende punten van een lichaam werkende	57.
§ 45. Arbeid, verricht door krachten die op een lichaam werken	58.

	Bladz.
§ 46. Arbeidsvermogen van een lichaam	59.
§ 47. Evenwicht van krachten op een lichaam werkende	60.

TWEEDE AFDEELING.

Vaste, vloeibare, gasvormige lichamen.

HOOFDSTUK III.

VRIJE VAL. VASTE LICHAMEN.

§ 48. Inleiding	62.
§ 49. Samenstelling der lichamen	65.
§ 50. Groepeeringsstoestanen	66.
§ 51. De vrije val der lichamen	73.
§ 52. Aantrekkingskracht en zwaartekracht.	75.
§ 53. Zwaartepunt	80.
§ 54. Lichamen in rust	81.
§ 55. Een lichaam opgehangen aan een draad	85.
§ 56. Balans	87.
§ 57. Enkelvoudige slinger.	95.
§ 58. Samengestelde slinger	99.

HOOFDSTUK IV.

VLOEIBARE LICHAMEN.

§ 59. Drukking	102.
§ 60. Drukking per vierkanten centimeter	103.
§ 61. Wet van Pascal	104.
§ 62. Hydraulische pers	107.
§ 63. Een vloeibaar lichaam onder de werking der zwaarte- kracht	110.

	Bladz.
§ 64. Drukking uitgeoefend op den horizontalen bodem van een vat	114.
§ 65. Hydrostatische paradox	116.
§ 66. Drukking door een zijwand ondervonden.	118.
§ 67. Verschillende vloeibare lichamen in hetzelfde vat	121.
§ 68. Communiceerende vaten.	122.
§ 69. Luchtbelwaterpas.	124.
§ 70. Kathetometer, Nonius en Micrometerschroef	125.
§ 71. Vloeibare lichamen van verschillende dichtheid in communiceerende vaten	129.
§ 72. Wet van Archimedes	130.
§ 73. Bepaling van de gemiddelde dichtheid van een lichaam en van de soortelijke massa van een stof.	134.
§ 74. Uitstrooming van vloeibare lichamen	143.

HOOFDSTUK V.

GASVORMIGE LICHAMEN.

§ 75. Spanning van een gasvormig lichaam.	148.
§ 76. Een gasvormig lichaam onder den invloed der zwaartekracht	153.
§ 77. Barometer.	155.
§ 78. Uitkomsten van barometerwaarnemingen. Wet van Buys Ballot	165.
§ 79. Manometer	168.
§ 80. Wet van Boyle	169.
§ 81. Verklaring van de wet van Boyle.	178.
§ 82. Mengsel van gasvormige lichamen	181.
§ 83. Gesloten manometer.	182.
§ 84. Luchtpomp	184.
§ 85. Perspomp	197.
§ 86. Verschijnselen veroorzaakt door de spanning der buitenlucht.	199.
§ 87. Waterpompen.	203.
§ 88. Hevel	206.
§ 89. Flesch van Mariotte	208.
§ 90. Bepaling van de soortelijke massa van gassen	210.

Bladz.

§ 91.	Opwaartsche drukking ondervonden door een lichaam in de lucht. Baroscoop.	213.
§ 92.	Uitstrooming van gasvormige lichamen	216.

HOOFDSTUK VI.**MOLECULAIRE WERKINGEN.**

§ 93.	Cohaesie. Adhaesie	218.
§ 94.	Wrijving	219.
§ 95.	Elasticiteit bij vaste lichamen.	221.
§ 96.	Botsing	225.
§ 97.	Elasticiteit bij vloeibare lichamen.	228.
§ 98.	Moleculaire drukking	230.
§ 99.	Invloed van den wand op den vorm van den vloeistofspiegel	234.
§ 100.	Capillaire communiceerende vaten	236.
§ 101.	Endosmose	239.
§ 102.	Aantrekkende werking tusschen de deeltjes van een gasvormig lichaam	240.
§ 103.	Aantrekkende werking tusschen deeltjes van een gasvormig lichaam en deeltjes van een vloeibaar lichaam	241.
§ 104.	Aantrekkende werking tusschen de deeltjes van een gasvormig lichaam en de deeltjes van een vast lichaam	243.

DERDE AFDEELING.**Warmte.****HOOFDSTUK VII.****THERMOMETRIE.**

§ 105.	Het wezen der warmte	245.
§ 106.	Temperatuur.	248.

§ 107.	Het meten van temperatuursverschillen berustende op het meten van de volumeverandering van een lichaam	252.
§ 108.	Gewone kwikthermometer	255.
§ 109.	Gewichtsthermometer	263.
§ 110.	Het meten van temperatuursverschillen berustende op het meten van spanningsveranderingen van een gasvormig lichaam. Luchtthermometer.	265.
§ 111.	Bepaling van den lineairen uitzettingscoëfficiënt van vaste stoffen.	271.
§ 112.	Bepaling van den kubieken uitzettingscoëfficiënt van kwik	274.
§ 113.	Bepaling van den kubieken uitzettingscoëfficiënt van vaste stoffen.	279.
§ 114.	Bepaling van den uitzettingscoëfficiënt van vloeistoffen.	282.
§ 115.	Verklaring van de uitzetting van vaste en van vloeibare lichamen bij verwarming	284.
§ 116.	Toepassingen.	285.
§ 117.	Bepaling van den uitzettingscoëfficiënt van gassen. Wet van Gay-Lussac	287.

HOOFDSTUK VIII.

CALORIMETRIE.

§ 118.	Het meten van hoeveelheden warmte. Soortelijke warmte	296.
§ 119.	Bepaling van de soortelijke warmte. Mengingsmethode	298.
§ 120.	Methode van ijssmelting	304.
§ 121.	Uitkomsten verkregen bij de bepaling van de soortelijke warmte der verschillende stoffen.	307.
§ 122.	Verklaring van het verschil in soortelijke warmte bij constante spanning en bij constant volume.	309.

Bladz.

HOOFDSTUK IX.**VERANDERING VAN AGGREGAATSTOESTAND.**

§ 123.	Smelten	311.
§ 124.	Smeltingswarmte van een stof	313.
§ 125.	Invloed van de drukking op het smeltpunt.	315.
§ 126.	Oplossen	317.
§ 127.	Stollen	318.
§ 128.	Verdamping. Maximum-spanning van dampen.	321.
§ 129.	Niet-verzadigde dampen	322.
§ 130.	Verzadigde dampen.	323.
§ 131.	Bepaling van de maximum-spanning van waterdamp	324.
§ 132.	Koken.	327.
§ 133.	Methode van Regnault voor de bepaling van de maximum-spanning van waterdamp boven 50°	333.
§ 134.	Verdamping in gesloten vaten. Wet van Dalton	337.
§ 135.	Hypsometer. Papiniaansche pot	337.
§ 136.	Spheroidaaltoestand.	339.
§ 137.	Verdampingswarmte.	341.
§ 138.	Dampdichtheid	346.
§ 139.	Condensatie van dampen en gassen	351.
§ 140.	Kritische temperatuur	356.
§ 141.	Waterdamp in den dampkring	358.

HOOFDSTUK X.**OVERDRAGING VAN WARMTE.**

§ 142.	Overdraging van warmte van het eene lichaam op het andere	362.
§ 143.	Geleiding van warmte	365.
§ 144.	Straling en opslorping	370.

HOOFDSTUK XI.**MECHANISCHE THEORIE DER WARMTE.**

§ 145.	Hypothesen omtrent den aard der warmte . . .	375.
§ 146.	Bepaling van het mechanisch aequivalent der warmte-eenheid	378.
§ 147.	Behoud van arbeidsvermogen	382.
§ 148.	De hoofdwetten der mechanische warmtetheorie .	384.

HOOFDSTUK XII.**STOOMMACHINES.**

§ 149.	Atmosferische machine	395.
§ 150.	Dubbelwerkende stoommachine	398.

EERSTE AFDEELING.

MECHANISCHE GRONDBEGINSELEN.

HOOFDSTUK I.

STOFFELIJK PUNT.

1. **Stoffelijk punt.** Onder een stoffelijk punt verstaat men een lichaam van zoo kleine afmetingen, dat men de plaats die het inneemt, als een meetkundig punt kan beschouwen.

In het algemeen mag een lichaam als een stoffelijk punt worden behandeld, wanneer het onnoodig wordt geoordeeld de plaats, die eenig deel van het lichaam heeft, te onderscheiden van de plaats, die door een ander deel van het lichaam wordt ingenomen. Zoo worden gewoonlijk bij de bespreking van de beweging van een afgeschoten kogel en van de beweging der aarde om de zon, de kogel en de aarde als stoffelijke punten behandeld.

2. **Beweging.** Men zegt dat het stoffelijk punt P zich beweegt ten opzichte van het stoffelijk punt Q , indien de afstand van P tot Q een verandering ondergaat.

Wanneer P zich beweegt ten opzichte van Q , beweegt ook Q zich ten opzichte van P . Gewoonlijk beschouwt men slechts één dezer bewegingen, bijv. die van P ten opzichte van Q . Vooral geschiedt dit zoo P zich niet alleen ten opzichte van Q , maar ook ten opzichte van de stoffelijke punten R , S , T enz. beweegt,

terwijl Q , R , S , T enz. zich niet ten opzichte van elkander verplaatsen. Men spreekt dan van de beweging van P ten opzichte van zijn omgeving gevormd door de punten Q , R , S , T enz. Als de omgeving duidelijk is aangewezen, laat men de vermelding ervan achterwege. Twee punten, wier afstand dezelfde blijft, zijn ten opzichte van elkander in rust.

3. **Baan.** Daar de plaats door een stoffelijk punt ingenomen, als een meetkundig punt mag worden beschouwd, doorloopt P bij zijn beweging een lijn, de baan van P genoemd. Al naarmate die baan een rechte of een kromme lijn is, heet de beweging van P rechtlijnig of kromlijnig.

4. **Richting der beweging.** Onder de richting der beweging van het punt P dat zich in A bevindt, verstaat men de richting in den zin der beweging van de raaklijn in A aan de baan getrokken.

Is de baan een rechte lijn AB , dan is de richting der beweging standvastig, zoolang het punt zich beweegt van A naar B .

Is de baan een kromme lijn, dan verandert de richting der beweging van oogenblik tot oogenblik.

5. **Weg.** Wanneer het punt P zich op een bepaald oogenblik in A bevindt en na zeker tijdsverloop in B , dan noemt men de lengte van het stuk der baan tusschen A en B den weg door P in dat tijdsverloop afgelegd.

Als eenheid van lengte wordt gekozen de centimeter, dat is het honderdste gedeelte der lengte van een staaf platina, die te Parijs wordt bewaard.

Naar de wegen, die een punt in opeenvolgende tijdsverloopen aflegt, onderscheidt men de bewegingen in eenparige en veranderlijke.

6. **Meten van tijdsverloopen.** De grondslag van onze tegenwoordige tijdmeting is de draaiing der aarde om haar as. Onderling gelijke tijdsverloopen zijn die, waarin de aarde onderling gelijke hoeken om haar as draait. Het is de zaak der sterrenkundigen op dezen grondslag de gelijkheid van twee tijdsverloopen te beoordeelen. Zij maken daarbij gebruik van uurwerken, wier beweging geregeld wordt door slingers. Zij vergelijken de uitkomsten daarvan met die, verkregen uit waarnemingen op de

vaste sterren; zodoende onderzoeken zij of de aanwijzingen van hun uurwerken juist zijn.

In ons land worden daarvoor de noodige waarnemingen in het bijzonder te Leiden op het sterrenkundig observatorium gedaan; door middel van de telegraaf wordt de juiste tijdaanwijzing voor Amsterdam niet alleen naar de hoofdstad, maar ook naar andere plaatsen van ons land bericht. Hiernaar kunnen de openbare klokken geregeld worden.

Als eenheid van tijdsverloop nemen wij aan de seconde middelbare tijd.

7. Eenparige beweging. Men zegt dat een punt P een eenparige beweging heeft, indien het in onderling gelijke tijdsverloopen, hoe klein ook genomen, onderling gelijke wegen aflegt.

De eenparige beweging van een punt kan nog rechtlijnig of kromlijnig zijn.

De snelheid van een punt P met eenparige beweging wordt beoordeeld naar den weg, dien het in zeker tijdsverloop aflegt. Zij wordt evenredig gesteld met den weg per seconde doorloopen.

Is s het aantal centimeters in t seconden doorloopen, dan is $\frac{s}{t}$ centimeters de weg per seconde afgelegd; is v het aantal snelheidseenheden van de snelheid, dan krijgt men de betrekking:

$$v = f \frac{s}{t}$$

waarin f een factor is, die nader bepaald moet worden.

Bovenstaande vergelijking moet geldig zijn voor alle gevallen, dus ook wanneer $s = 1$ en $t = 1$; dan wordt $v = f$; f is dus het aantal eenheden van de snelheid, welke een punt heeft, dat met eenparige beweging in één seconde een weg van één centimeter aflegt. Wij kiezen de snelheidseenheid zoodanig dat $f = 1$ wordt. Een punt dat met eenparige beweging in 1 seconde een weg van 1 centimeter doorloopt, bezit de eenheid van snelheid. Een punt dat met eenparige beweging in t seconden een weg van s cm. aflegt, bezit een snelheid van v snelheidseenheden, als:

$$v = \frac{s}{t} \dots \dots \dots (1)$$

Deze vergelijking geldt, hoe klein t ook zijn moge.

Uit (1) volgt:

$$s = v t \dots \dots \dots (2)$$

Een punt met eenparige beweging, dat een snelheid heeft van v eenheden, legt dus in t seconden een weg af van vt cm. en in 1 seconde een weg van v cm.

Uit de bepaling in § 6 gegeven van onderling gelijke tijdsverloopen volgt, dat elk punt der aarde bij haar aswenteling een eenparige cirkelvormige beweging heeft. Overigens komen in de natuur slechts weinige gevallen voor, waarin de beweging van een punt volkomen eenparig is.

8. Richting der snelheid. Onder de richting der snelheid van een punt P , dat zich in A bevindt, verstaat men de richting in den zin der beweging van de raaklijn in A aan de baan getrokken.

Is de baan een rechte lijn AB , dan heeft de snelheid standvastige richting zoolang P zich beweegt van A naar B . Is de baan een kromme lijn, dan verandert de richting der snelheid van oogenblik tot oogenblik (zie § 4).

Men kan de snelheid van een punt P met eenparige beweging in grootte en richting voorstellen door een lijn AB . De richting dier lijn van A naar B geeft de richting der snelheid, de lengte der lijn de grootte der snelheid.

9. Hoeksnelheid. Wanneer een punt P een eenparige beweging heeft langs een cirkel, spreekt men ook van de hoeksnelheid van P . Wij zullen de lijn, die het middelpunt van den cirkel met P verbindt, den voerstraal van P noemen.

De hoeksnelheid van een punt P met eenparige cirkelvormige beweging wordt beoordeeld naar den hoek, dien de voerstraal van P in zeker tijdsdeel doorloopt. Zij wordt evenredig gesteld met den hoek per seconde doorloopen.

Als eenheid van hoek wordt meestal een graad aangenomen. Ter vereenvoudiging in de formules maakt men echter dikwijls gebruik van een andere hoekeenheid, den radiaal, dat is de hoek welke gemeten wordt door een cirkelboog, die even lang is als zijn straal. Een radiaal is een hoek van $57^{\circ}17'45''$.

Doorloopt de voerstraal van P in t seconden een hoek van α radialen dan is zijn hoeksnelheid evenredig met $\frac{\alpha}{t}$. Stelt men het aantal eenheden van die hoeksnelheid ω , dan is:

$$\omega = f \frac{\alpha}{t}.$$

Wij kiezen de eenheid van hoeksnelheid zoodanig dat $f=1$ wordt. Een punt met eenparige cirkelvormige beweging, waarvan de voerstraal in 1 seconde een hoek doorloopt van 1 radiaal, bezit de eenheid van hoeksnelheid. Een punt met eenparige cirkelvormige beweging, waarvan de voerstraal in t seconden een hoek van α radialen doorloopt, heeft een hoeksnelheid

$$\omega = \frac{\alpha}{t}.$$

In tegenstelling met de uitdrukking hoeksnelheid spreekt men van de lineaire snelheid of de lijnsnelheid van een punt.

Er bestaat een eenvoudige betrekking tusschen de hoeksnelheid en de lijnsnelheid van een punt. Is de hoeksnelheid van een punt ω , de lijnsnelheid v , en is de straal van den cirkel r centimeters, dan heeft men:

$$v = r \omega.$$

De hoeksnelheid van elk punt der aarde is $\frac{2\pi}{86164}$.

10. Veranderlijke beweging. Men zegt dat een punt een veranderlijke beweging heeft, indien het in onderling gelijke tijdsverloopen onderling ongelijke wegen aflegt.

Een veranderlijke beweging kan nog rechtlijnig of kromlijnig zijn.

Onder de gemiddelde snelheid van een punt P gedurende een zeker tijdsverloop verstaat men de snelheid, die een punt Q met eenparige beweging zou moeten hebben, om in datzelfde tijdsverloop een even grooten weg af te leggen als P .

Indien dus P zich op den tijd t in A bevindt en in de eerstvolgende θ seconden een weg van s cm. doorloopt, dan is gedurende die θ seconden zijn gemiddelde snelheid

$$w = \frac{s}{\theta}.$$

De grootte der gemiddelde snelheid zal veranderen met den duur van het tijdsverloop θ . Wordt dit tijdsverloop kleiner en kleiner, dan nadert de gemiddelde snelheid tot een bepaalde grenswaarde. Deze grenswaarde is de gemiddelde snelheid van P gedurende het oneindig kleine tijdsverloop volgende op den tijd t , of zooals men zegt, de snelheid van het punt P met veranderlijke beweging op den tijd t .

Indien men de beweging van P volkomen kent, en dus voor elk willekeurig oogenblik weet waar P zich bevindt, dan kan men op elk tijdstip de snelheid van P bepalen.

Laat ons bijv. onderstellen dat P een beweging heeft langs de lijn AB van A naar B , dat het zich op den tijd nul in A bevindt, en dat het na t seconden een weg heeft afgelegd van pt^2 cm., wat men ook voor t neemt.

Op den tijd $t + \theta$ seconden heeft P een weg afgelegd van $p(t + \theta)^2$ cm.; op den tijd t seconden een weg van pt^2 cm. De gemiddelde snelheid van P gedurende de θ seconden volgende op den tijd t seconden, is:

$$\frac{p(t + \theta)^2 - pt^2}{\theta} = 2pt + p\theta.$$

Wordt θ kleiner en kleiner gekozen, dan nadert de gemiddelde snelheid tot de grenswaarde $2pt$. De snelheid van het punt P op den tijd t is dus $2pt$.

Indien de snelheid van een punt P voortdurend toeneemt, noemt men de beweging versneld; neemt de snelheid voortdurend af, zoo heet de beweging vertraagd.

11. Eenparig versnelde beweging. Men zegt dat een punt P een eenparig versnelde beweging heeft, indien het in onderling gelijke tijdsverloopen, hoe klein ook genomen, onderling gelijke snelheidsvermeerderingen krijgt.

De versnelling van een punt P met eenparig versnelde beweging wordt beoordeeld naar de snelheidsvermeerdering, die P in een zeker tijdsverloop verkrijgt. Zij wordt evenredig gesteld met de snelheidsvermeerdering per seconde. Bedraagt de snelheidsvermeerdering in t seconden q snelheidseenheden, en is a het aantal versnellingseenheden, zoo wordt:

$$a = f \frac{q}{t}.$$

Als versnellingseenheid wordt aangenomen de versnelling van een punt met eenparig versnelde beweging, welks snelheid in 1 seconde met de snelheidseenheid toeneemt. Daardoor wordt in bovenstaande vergelijking $f = 1$ en

$$a = \frac{q}{t}.$$

Deze vergelijking geldt hoe klein t ook moge genomen worden.

Heeft P een eenparig versnelde beweging met een versnelling van a eenheden, dan neemt zijn snelheid in t seconden met at

Om den weg te vinden, dien Q op die wijze in t seconden doorloopt, hebben wij de som te bepalen van deze grootheden. Zij wordt verkregen door de eerste bij de laatste op te tellen en de uitkomst te vermenigvuldigen met het halve aantal der grootheden. Is de gezochte weg s_1 cm., zoo krijgt men:

$$s_1 = \frac{1}{2} n \left(\frac{2t}{n} c + \frac{(n-1)}{n^2} t^2 a \right) = ct + \frac{1}{2} at^2 - \frac{t^2}{2n} a.$$

Hoe grooter n wordt genomen, des te meer komt de beweging van Q met die van P overeen, en des te kleiner wordt de term $\frac{t^2}{2n} a$. Neemt men n oneindig groot, dan is de beweging van Q gelijk aan die van P , en voor den door P afgelegden weg vindt men dan:

$$s = ct + \frac{1}{2} at^2 \dots \dots \dots (2)$$

Uit de vergelijkingen (1) en (2) kan men de betrekkingen afleiden:

$$v = \sqrt{c^2 + 2as} \dots (3) \qquad s = \frac{v^2 - c^2}{2a} \dots (4)$$

Indien een punt, dat een eenparig versnelde beweging heeft met een versnelling a , op eenig oogenblik een snelheid c bezit, dan zal het, wanneer het nog een weg van s cm. doorloopt, een snelheid $\sqrt{c^2 + 2as}$ verkrijgen.

Indien een punt, dat een eenparig versnelde beweging heeft met een versnelling a , op eenig oogenblik een snelheid c bezit, dan zal het om een snelheid v te verkrijgen, een weg $\frac{v^2 - c^2}{2a}$ cm. moeten afleggen.

Uit (1) en (2) volgt ook:

$$s = \frac{c + v}{2} t.$$

Wij zien hieruit, dat de gemiddelde snelheid van een punt met eenparig versnelde beweging gedurende een zeker tijdsverloop gelijk is aan de halve som van aanvangsnelheid en eindsnelheid.

Indien P oorspronkelijk in rust en dus $c = 0$ is, dan worden de vergelijkingen (1), (2), (3) en (4):

$$v = at, \quad s = \frac{1}{2} at^2, \quad v = \sqrt{2as}, \quad s = \frac{v^2}{2a}.$$

Als voorbeeld van een rechtlijnige eenparig versnelde beweging noemen wij de beweging, die een stoffelijk punt krijgt, indien het in een luchtledige ruimte wordt losgelaten.

Indien een punt P een rechtlijnige eenparig versnelde beweging heeft, verstaat men onder de richting der versnelling de richting van de lijn waarlangs P zich beweegt, in den zin der beweging. Men kan dan de versnelling in richting en grootte voorstellen door een lijn AB . De richting der lijn van A naar B geeft de richting der versnelling, de lengte der lijn de grootte der versnelling.

12. Eenparig vertraagde beweging. Men zegt dat een punt P een eenparig vertraagde beweging heeft, indien het in onderling gelijke tijdsverloopen, hoe klein ook genomen, onderling gelijke snelheidsverminderingen ondergaat.

De vertraging van een punt P met eenparig vertraagde beweging wordt beoordeeld naar de snelheidsvermindering, die P in zeker tijdsverloop ondergaat. Zij wordt evenredig gesteld met de snelheidsvermindering per seconde. Bedraagt de snelheidsvermindering in t seconden q snelheidseenheden, en is a het aantal vertragingseenheden, zoo wordt:

$$a = f \cdot \frac{q}{t}.$$

Als vertragingseenheid wordt aangenomen de vertraging van een punt met eenparig vertraagde beweging, welks snelheid in 1 seconde met de snelheidseenheid afneemt. Daardoor wordt in bovenstaande vergelijking $f = 1$ en

$$a = \frac{q}{t}.$$

Heeft P een eenparig vertraagde beweging met een vertraging van a eenheden, dan neemt zijn snelheid in t seconden met at eenheden af. Is dus op eenig oogenblik zijn snelheid v , dan is zijn snelheid t seconden later:

$$v = c - at \dots \dots \dots (1)$$

De snelheid c wordt wel de aanvangsnelheid, de snelheid v de eindsnelheid genoemd.

De uitdrukking

$$s = ct - \frac{1}{2} at^2 \dots \dots \dots (2)$$

geeft het aantal centimeters van den weg, dien P aflegt in de t seconden volgende op het oogenblik, waarop het de snelheid c

heeft. Deze uitkomst verkrijgt men door een betoog dat bijgelijk is aan datgene, hetwelk in de vorige paragraaf voorkomt.

Uit (1) en (2) kan men nog de betrekkingen afleiden:

$$v = \sqrt{c^2 - 2as} \quad s = \frac{c^2 - v^2}{2a} \quad s = \frac{c + v}{2} t \dots (3)$$

Het is duidelijk dat (1) en (2) alleen gelden voor die waarden van t , waarvoor $c - at \geq 0$. Immers als $t = \frac{c}{a}$, is P in rust gekomen.

Hier is het niet denkbaar dat c nul is; een punt dat geen snelheid heeft, kan niet een snelheidsvermindering ondergaan.

Als voorbeeld van een rechtlijnige eenparig vertraagde beweging noemen wij de beweging van een punt, dat in een luchtledige ruimte naar boven geworpen is, zoodanig dat het een rechte lijn beschrijft.

13. Ontbinding van een beweging. Wij beschouwen een punt P dat in t seconden zich van A over B naar C beweegt. Het

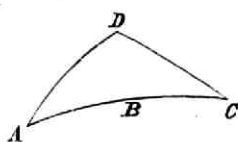


Fig. 1.

zou ook in C gekomen zijn, indien het eerst van A naar D was gegaan en dan van D naar C . Worden de bewegingen van A naar D en van D naar C zoodanig gekozen, dat het punt t seconden zou noodig hebben, zoowel om den weg AD als om den weg DC af te leggen, dan noemt men de bewegingen van A naar D en van D naar C de ontbindingsbewegingen van de werkelijke beweging die P heeft; men zegt dan dat men de werkelijke beweging van P gedurende deze t seconden ontbonden heeft in twee bewegingen.

Natuurlijk kan men op een onbeperkt aantal wijzen de werkelijke beweging van P ontbinden in twee bewegingen.

Men kan de rechtlijnige eenparige beweging van een punt P voor een willekeurig tijdsverloop ontbinden in twee eenparige bewegingen langs verschillende rechte lijnen; daartoe is het noodig dat de lijn, die in richting en grootte de snelheid van P bij zijn werkelijke beweging voorstelt, de diagonaal is van het parallelogram beschreven op de lijnen, welke in grootte en richting de snelheden bij de ontbindingsbewegingen voorstellen, en wel de diagonaal waarvoor deze lijnen de omliggende zijden zijn.

Laat ons aannemen dat P een rechtlijnige eenparige beweging heeft met een snelheid voorgesteld door de lijn AB , die evenveel cm. lang is als de snelheid eenheden bevat, en dat figuur $ACBD$ een parallellogram is. In t seconden zal dan P van A naar E komen, indien $AE = t \cdot AB$. Wanneer het eerst gedurende t seconden een eenparige rechtlijnige beweging gehad had met een snelheid voorgesteld door de lijn AC , dan zou het na t seconden F bereiken hebben, als

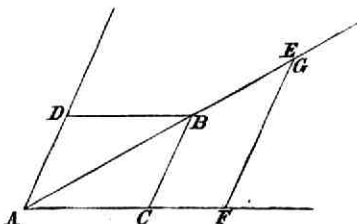


Fig. 2.

$AF = t \cdot AC$. Verkreeg het dan van F uit gedurende t seconden een rechtlijnige eenparige beweging met een snelheid voorgesteld in richting en grootte door de lijn AD , zoo zou het de plaats G bereiken, indien $FG \parallel AD$ en $FG = t \cdot AD$.

De driehoeken AGF en ABC zijn gelijkvormig, want:

$$\angle ACB = \angle AFG \text{ en } \frac{AC}{CB} = \frac{AF}{FG}.$$

Hieruit volgt dat $\angle BAC = \angle GAF$, en daar AC en AF langs elkander vallen, ligt het punt G op de lijn AB . Bovendien is $\frac{AG}{AF} = \frac{AB}{AC}$ en daar $AF = t \cdot AC$, ook $AG = t \cdot AB$.

Het punt G valt dus samen met E .

Als wij P van A uit eerst gedurende t seconden zich hadden laten bewegen met een snelheid voorgesteld door de lijn AD , en dan van de plaats uit waar het gekomen zou zijn, wederom gedurende t seconden langs een rechte lijn met de snelheid voorgesteld door de lijn AC , zou het eveneens de plaats bereikt hebben, waar het gekomen zal zijn als het van A uit gedurende t seconden zijn werkelijke beweging volgt.

De snelheden van het punt P bij zijn ontbindingsbewegingen worden zijn ontbindingssnelheden genoemd.

Heeft P een kromlijnige veranderlijke beweging, dan kan gedurende een oneindig klein tijdsverloop volgende op den tijd t seconden zijn beweging als eenparig rechtlijnig worden beschouwd en in twee rechtlijnige eenparige bewegingen ontbonden worden. De snelheden van P bij deze ontbindingsbewegingen worden evenzoo de ontbindingssnelheden van P op den tijd t seconden genoemd.

14. Stel dat een punt P een eenparig versnelde beweging heeft langs de lijn AB van A naar B , dat het op eenig tijdstip zich in A bevindt en de snelheid c heeft, terwijl zijn versnelling a is. Wij kunnen dan de beweging van P voor een willekeurig tijdsverloop ontbinden in twee bewegingen langs de lijn AB van A naar B , waarvan de eene eenparig is met de snelheid c , en de tweede eenparig versneld met de versnelling a en de aanvangsnelheid nul.

Indien een punt P een eenparig vertraagde beweging heeft langs de lijn AB van A naar B ; indien het zich op eenig oogenblik in A bevindt en een snelheid c heeft, terwijl zijn vertraging a is; dan kunnen wij deze beweging voor een willekeurig tijdsverloop ontbinden in een eenparige beweging langs de lijn AB van A naar B met een snelheid c , en in een eenparig versnelde beweging langs de lijn AB van B naar A met een versnelling a en met een aanvangsnelheid nul.

Als een punt P een rechtlijnige eenparig versnelde beweging heeft met aanvangsnelheid nul, dan kunnen wij zijn beweging voor een willekeurig tijdsverloop ontbinden in twee eenparig versnelde bewegingen met aanvangsnelheden nul langs verschillende rechte lijnen; daartoe is het noodig dat de lijn, die in richting en grootte de versnelling bij de werkelijke beweging voorstelt, de diagonaal is van het parallelogram beschreven op de lijnen, welke in grootte en richting de versnellingen bij de ontbindingsbewegingen voorstellen, en wel de diagonaal, waarvoor deze lijnen de omliggende zijden zijn.

Laat P een eenparig versnelde beweging hebben met aanvangsnelheid nul en een versnelling a , voorgesteld door de lijn AB , die evenveel cm. lang is als de versnelling eenheden bevat, en

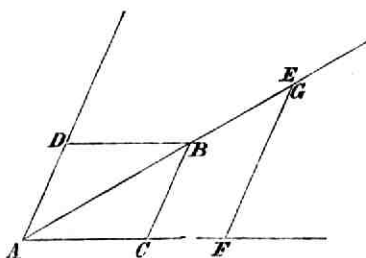


Fig. 3.

laat figuur $ACBD$ een parallelogram zijn. In t seconden zal dan P van A naar E komen, indien $AE = \frac{1}{2} t^2 \cdot AB$. Wanneer P gedurende t seconden een eenparig versnelde beweging gehad had met aanvangsnelheid nul en de versnelling voorgesteld door AC , dan zou het gekomen zijn in F , als $AF = \frac{1}{2} t^2 \cdot AC$; indien nu P van F uit gedurende t seconden een eenparig versnelde beweging krijgt met aanvangsnelheid nul en een versnelling voorgesteld door de lijn AD , dan bereikt het G , als $FG \parallel AD$ en $FG = \frac{1}{2} t^2 \cdot AD$ is. De driehoeken GAF en BAC zijn gelijkvormig, omdat

$$\angle GFA = \angle BCA \text{ en } \frac{AF}{FG} = \frac{AC}{CB}.$$

Hieruit volgt dat $\angle GAF = \angle BAC$ is, en, daar AF langs AC valt, dat G gelegen is op de lijn AB ; verder dat $\frac{AG}{AF} = \frac{AB}{AC}$. Omdat $AF = \frac{1}{2} t^2 \cdot AC$, is $AG = \frac{1}{2} t^2 \cdot AB$ en valt G samen met E .

De versnellingen voorgesteld door de lijnen AC en AD noemt men de ontbindingsversnellingen van P .

15. Belangrijk is de volgende wijze van ontbinding. Laat P op den tijd t seconden in A zijn. Het moge in die plaats een snelheid c hebben, die in richting en grootte voorgesteld wordt door AB ; de lijn AB is dan raaklijn aan de baan in A . Na θ seconden moge P gekomen zijn in C . Wij kunnen de beweging van P gedurende deze θ seconden ontbinden in een eenparige langs de raaklijn in A met een snelheid van c eenheden; hierbij bereikt het in θ seconden D , indien $AD = c\theta$ cm.; en in een rechtlijnige eenparig versnelde beweging met aanvangsnelheid nul langs de lijn DC , zoodanig dat in θ seconden P van D in C komt. De grootte van de versnelling dezer laatste beweging kan berekend worden uit de lengte der lijn DC . In de meeste gevallen, waarin deze ontbinding toegepast wordt, bepaalt men de grenswaarde van deze versnelling, wanneer θ kleiner en kleiner wordt genomen; of, zooals men het ook uitdrukt, bepaalt men de versnelling in richting en grootte bij deze beweging als θ oneindig klein is.

Als voorbeeld kiezen wij een punt P , dat een eenparige beweging heeft langs een cirkel met een snelheid c ; de straal van den cirkel moge r cm. zijn.

Wij nemen aan dat P zich op eenig oogenblik in A bevindt en θ seconden later in B ; dan is boog $AB = c\theta$ cm. Indien P gedurende θ seconden zich van A uit beweegt langs de raaklijn in A aan den cirkel getrokken, met een snelheid c , dan komt het in C , wanneer $AC = c\theta$ cm. Van C uit moet P in θ seconden naar B gaan, en wel met eenparig versnelde beweging



Fig. 4.

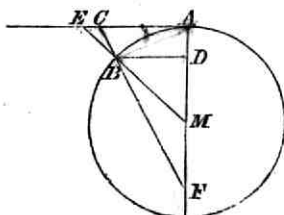


Fig. 5.

waarbij de aanvangsnelheid nul is. Als CB lang is s cm. en de gezochte versnelling a eenheden bedraagt, zoo is

$$s = \frac{1}{2} a \theta^2.$$

Uit B laten wij een loodlijn neer op de middellijn AM ; het voetpunt dezer loodlijn zij D ; de lijnen AC en BD zijn dan onderling evenwijdig. Hoe kleiner θ genomen wordt, des te dichter bevindt B zich bij A en des te minder verschilt CB van AD . Door θ klein genoeg te maken, wordt het verschil tusschen CB en AD , in vergelijking met AD , zoo klein als men wil; de grenswaarde van CB is dus gelijk aan de grenswaarde van AD of, als θ oneindig klein is, is $CB = AD$.

Volgens een bekende meetkundige stelling is het kwadraat beschreven op de koorde AB gelijk aan den rechthoek, waarvan de zijden zijn AD en de middellijn. Wanneer θ zeer klein is zal het verschil in lengte van den boog AB en de koorde AB zeer klein zijn in vergelijking met de lengte van boog AB , en wel des te kleiner, naarmate θ kleiner is. De grenswaarde der koorde AB is dus gelijk aan de grenswaarde van den boog AB en gelijk $c\theta$ cm., terwijl de grenswaarde van AD gelijk aan de grenswaarde van CB en gelijk $\frac{1}{2} a \theta^2$ cm. is. Aan de grens zal dus de betrekking gelden:

$$c^2 \theta^2 = 2 r \cdot \frac{1}{2} a \theta^2$$

of:
$$c^2 = ar$$

en dus:
$$a = \frac{c^2}{r}.$$

De hoek CFA , welken de lijn CB met de lijn AM maakt, is des te kleiner naarmate θ kleiner is. De grensrichting van CB is daarom de richting van AM .

Indien dus een punt P een eenparige beweging heeft met een snelheid c langs een cirkel, welks straal r cm. is, kan men de beweging van P gedurende een oneindig klein tijdsdeel ontbinden in twee bewegingen: een eenparige beweging langs de raaklijn, in de plaats waar P zich bevindt aan de baan getrokken, met een snelheid c ; en een eenparig versnelde beweging met aanvangsnelheid nul langs de lijn die P met het middelpunt verbindt, en met de versnelling $\frac{c^2}{r}$.

16. Men kan de beweging van een punt P ook voor een willekeurig tijdsverloop van t seconden ontbinden in drie of meer

bewegingen. Wanneer P dan achtereenvolgens elk dezer ontbindingsbewegingen gedurende t seconden volgt, moet het dezelfde plaats bereiken, die het na t seconden tengevolge van zijn werkelijke beweging inneemt.

Om de beweging van P in drie bewegingen te ontbinden, kan men haar eerst in twee bewegingen ontbinden, en een dezer wederom in twee bewegingen. Zoo voortgaande kan men de beweging van P in een willekeurig aantal bewegingen ontbinden.

Men kan dan twee dezer bewegingen weer vervangen door ééne beweging; deze laatste heeft slechts te voldoen aan de voorwaarde, dat zij weer ontbonden zou kunnen worden in de twee bewegingen, welke zij vervangt.

17. Bewegingstoestand van een punt. De bewegingstoestand van een punt wordt bepaald door de richting en de grootte van zijn snelheid. Blijven de richting en de grootte van zijn snelheid beide dezelfde, dan zegt men dat zijn bewegingstoestand niet verandert. Ondergaat of de richting van de snelheid of de grootte, of ondergaan beide een wijziging, zoo zegt men dat de bewegingstoestand verandert.

Een punt waarvan de bewegingstoestand niet verandert, heeft een rechtlijnige eenparige beweging.

18. Deviatie. Laat het punt P op den tijd t seconden zich in A bevinden en een snelheid c hebben, die in richting en grootte voorgesteld wordt door de lijn AB . Wanneer de bewegingstoestand van P niet veranderde nadat het eenmaal in A gekomen is, zou het na θ seconden in C zijn, indien $AC = AB \cdot \theta = c \theta$ cm.

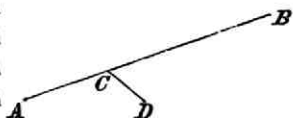


Fig. 6.

In werkelijkheid zal P zich na θ seconden bijv. in D bevinden. De lijn CD noemt men nu de deviatie of afwijking, die P ondergaat in de θ seconden volgende op den tijd t .

In § 15 hebben wij reeds opgemerkt, dat men de werkelijke beweging van P ontbinden kan in een eenparige langs AB met de snelheid c , en een eenparig versnelde met aanvangsnelheid nul, die P in t seconden van C naar D brengt.

De grenswaarde van de versnelling bij deze laatste beweging, als θ kleiner en kleiner wordt genomen, noemt men de deviatieversnelling van P in A .

Uit hetgeen verder in § 15 behandeld werd, volgt dus dat een punt, hetwelk een eenparige beweging heeft langs een cirkel

een deviatieversnelling $\frac{c^2}{r}$ heeft, wanneer de snelheid van het punt c en de straal van den cirkel r cm. is. De richting van deze versnelling is de richting van de lijn, die het punt met het middelpunt van den cirkel verbindt. De deviatieversnelling is in dit geval van standvastige grootte, waar ook het punt zich op den cirkel bevindt, maar van veranderlijke richting.

Men spreekt eveneens van deviatie indien een punt een rechte-lijnige beweging heeft. Wanneer P bijv. een rechte-lijnige eenparig versnelde beweging heeft langs de lijn AB van A naar B met een versnelling a , zal volgens § 14 de deviatieversnelling a zijn, waar P zich ook bevindt; want de stelling van § 14 blijft geldig hoe klein ook t genomen moge worden. De richting van de deviatieversnelling valt hier samen met de richting van A naar B . Dus is zowel de grootte als de richting der deviatieversnelling standvastig.

Heeft P een rechte-lijnige eenparige beweging, zoo is de deviatie, en hiermede de devatieversnelling voortdurend nul.

Indien de beweging van een punt P bekend is, kan men door berekening van oogenblik tot oogenblik de devatieversnelling in richting en grootte bepalen. Maar evenzoo omgekeerd, als de bewegingstoestand van P op een gegeven tijdstip bekend is, en ook grootte en richting der devatieversnelling van oogenblik tot oogenblik, dan kan men de beweging van P vinden.

Laat P op een gegeven tijdstip in A zijn en een snelheid c hebben, die in richting en grootte voorgesteld wordt door de lijn AB .

Wanneer de devatieversnelling voortdurend nul is, zoo heeft P een eenparige beweging langs de lijn AB .

Wanneer de devatieversnelling van standvastige grootte is en de standvastige richting heeft van A naar B , dan heeft P een eenparig versnelde beweging langs de lijn AB .

Wanneer de devatieversnelling van standvastige grootte is en de standvastige richting heeft van B naar A , zoo heeft P een eenparig vertraagde beweging langs de lijn AB .

Wanneer de devatieversnelling van standvastige grootte en richting is, maar deze richting niet samenvalt met die van AB , kan men de beweging van P op de volgende wijze bepalen.

Laat P zich in A bevinden en een snelheid u hebben voorgesteld door de lijn AB ; laat zijn standvastige devatieversnelling a zijn en de richting AX hebben; laat eindelijk α de hoek zijn, dien AB maakt met AX .

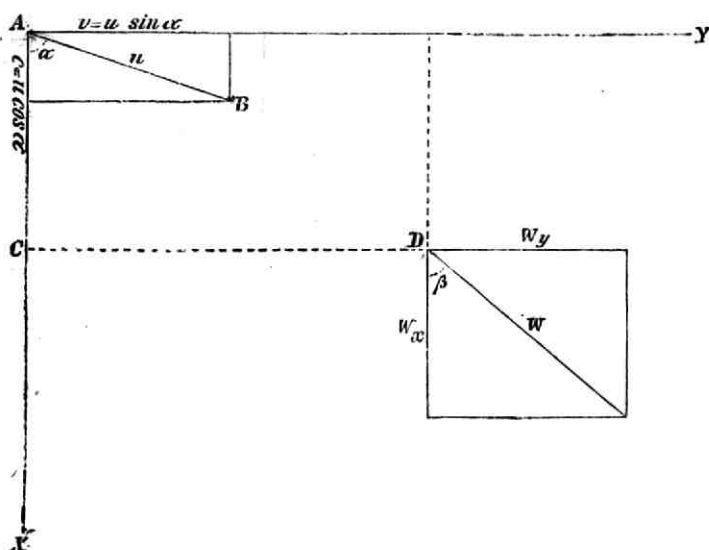


Fig. 7.

Daar de deviatieversnelling standvastig is in grootte en richting, kan de beweging van P voor een willekeurig tijdsverloop ontbonden worden in een eenparige beweging langs de lijn AB met een snelheid u , en in een eenparig versnelde langs de lijn AX met de aanvangsnelheid nul en de versnelling a .

De eenparige beweging kan wederom ontbonden worden in twee eenparige bewegingen, een langs de lijn AX met de snelheid $c = u \cos \alpha$ en een langs de lijn AY met de snelheid $v = u \sin \alpha$. Daar de eenparig versnelde beweging en de eerste eenparige ontbindingsbeweging in dezelfde richting plaats hebben, kan men deze twee ontbindingsbewegingen tot één samenvoegen, en wel tot een eenparig versnelde beweging langs de lijn AX met de aanvangsnelheid c en de versnelling a .

Is het punt P op den tijd nul in A , dan kan de plaats D , waar het zich t seconden later bevindt, gevonden worden door eerst den weg $AC = x = ct + \frac{1}{2}at^2$ cm. op de lijn AX af te zetten, daarna uit C een lijn evenwijdig aan AY te trekken, en hierop af te zetten een stuk $CD = y = vt$ cm.

Is P in D aangekomen, dan is zijn ontbindingssnelheid in de richting AX

$$w_x = c + at$$

en zijn ontbindingssnelheid in de richting AY

$$w_y = v.$$

Zijn werkelijke snelheid is derhalve

$$w = \sqrt{w_x^2 + w_y^2}$$

en de hoek β , dien de richting der snelheid w met AX maakt, kan gevonden worden uit de vergelijking

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{w_y}{w_x}.$$

De vier vergelijkingen

$$x = ct + \frac{1}{2}at^2 \quad y = vt \quad w_x = c + at \quad w_y = v$$

zijn dus voldoende om op ieder willekeurig oogenblik de plaats van P en de grootte en richting van zijn snelheid te vinden.

Door eliminatie van t uit de twee eerste vergelijkingen vindt men:

$$x = \frac{c}{v} y + \frac{a}{2v^2} y^2,$$

waaruit men voor een willekeurige waarde van y de bijbehorende waarde van x kan leeren kennen.

Uit deze vergelijking kan men afleiden het geheel der plaatsen die P bij zijn beweging kan innemen, derhalve de baan van P .

Deze baan is een kromme lijn, parabool genoemd.

19. **Massa.** Kepler (1571—1630) toonde aan dat de beweging welke de planeten van de aarde uit gezien, te midden van de vaste sterren hebben, op eenvoudige wijze te verklaren is, indien men aanneemt dat de zon te midden van de vaste sterren staat; dat elke planeet zich in een ellips beweegt, terwijl de zon in een der brandpunten van die ellips staat; en dat de aarde zelve een planeet is. Hij stelde drie wetten op aangaande de beweging der planeten.

Newton (1642—1727) leidde uit deze wetten de deviatieversnelling der planeten af. Hij vond dat de richting der devatieversnelling van een planeet ten allen tijde de richting was van de lijn, die haar met de zon verbindt; en dat de grootte dezer devatieversnelling afhing van haar afstand tot de zon. De afstand van eenzelfde planeet tot de zon is veranderlijk; vergeleek hij de devatieversnelling, die een planeet bij een bepaalden afstand tot de zon heeft, met de devatieversnelling bij een anderen afstand, zoo bleek het dat deze versnellingen zich verhielden omgekeerd als de kwadraten dier afstanden. Vergeleek hij de devatieversnelling van de planeet P , als zij op bekenden afstand van de

zon stond, met de deviatieversnelling van de planeet Q , wanneer deze op een eveneens bekenden afstand van de zon verwijderd was, zoo zag hij dat deze versnellingen zich verhielden omgekeerd als de kwadraten der afstanden van P en Q tot de zon en dus onafhankelijk waren van de eigenaardigheden van P en Q .

Hij zocht de oorzaak hiervan in zekeren invloed, dien de zon op de planeten uitoefent, en kwam tot het besluit dat elk lichaam onder dien invloed een beweging zou krijgen, waarvoor de deviatieversnelling, wat de grootte betreft, zou afhangen alleen van zijn afstand tot de zon, en wel, omgekeerd evenredig zou zijn met het kwadraat van dien afstand.

De maan heeft te midden van de vaste sterren een beweging die ook te verklaren is, als men aanneemt dat zij zich nagenoeg in een ellips beweegt, terwijl het middelpunt der aarde in een der brandpunten staat. Voor het oogenblik verwaarloozen wij de afwijkingen welke de maanbaan van den ellipsvorm vertoont. De deviatieversnelling der maan heeft ten allen tijde de richting van de lijn, die haar met het middelpunt der aarde verbindt; de grootte er van is omgekeerd evenredig met het kwadraat van den afstand der maan tot het middelpunt der aarde.

De aarde heeft slechts één maan; maar wij zijn in staat waar te nemen wat er gebeurt, indien een lichaam in de onmiddellijke nabijheid van de oppervlakte der aarde zich beweegt. Men kan de deviatieversnelling van zulk een lichaam vergelijken met die der maan, en het bleek dat die versnellingen zich nagenoeg verhielden omgekeerd als de kwadraten der afstanden van het lichaam en van de maan tot het middelpunt der aarde.

De aarde oefent dus door haar tegenwoordigheid op eenig lichaam een invloed uit overeenkomstig met dien, welken de zon uitoefent; de aarde zal dus ook haar invloed doen gevoelen op de zon, evenals de zon op de aarde. Ten gevolge hiervan zou ook de zon een beweging moeten hebben; hiervan had Kepler niets bemerkt, omdat de waarnemingen uit dien tijd daarvoor niet nauwkeurig genoeg waren.

Newton stelde nu de hypothese* dat twee willekeurige stof-felijke punten P en Q op elkander een invloed uitoefenen; dat ten gevolge daarvan elk dier punten een beweging verkrijgt ten

* Een hypothese is een onderstelling, welke men maakt om een groep van verschijnselen te verklaren. Haar recht van bestaan ontleent zij aan de mogelijkheid om door haar die verschijnselen te verklaren.

opzichte van vaste punten (bijv. de vaste sterren); dat de grootte van de deviatieversnelling van P evenals die van Q omgekeerd evenredig is met het kwadraat van den afstand van P tot Q ; dat de richting van de deviatie van P de richting is der lijn die P en Q verbindt van P naar Q ; dat de richting van de deviatie van Q die is der lijn, welke P en Q verbindt van Q naar P . De grootte van de deviatieversnelling van P kan intusschen zeer veel verschillen van die van Q ; dit is bijv. het geval bij zon en aarde.

Vergelijkt men de deviatieversnelling van een planeet bij een bekenden afstand tot de zon, met die der maan bij een eveneens bekenden afstand tot de aarde, dan ziet men dat die twee versnellingen zich niet verhouden omgekeerd als de kwadraten der afstanden van planeet tot zon en van maan tot aarde. Indien een lichaam op denzelfden afstand van de zon geplaatst was, waarop de maan van de aarde zich bevindt, zou zijn deviatieversnelling vele malen zoo groot zijn als de deviatieversnelling der maan. De deviatieversnelling van een stoffelijk punt P onder den invloed van een stoffelijk punt Q is dus niet alleen afhankelijk van den afstand dier lichamen.

Dit heeft geleid tot de invoering van het begrip massa of hoeveelheid stof van een stoffelijk punt. Men beoordeelt de massa van een stoffelijk punt P naar de deviatieversnelling die een willekeurig punt Q , dat zich op zekeren afstand van P bevindt, onder zijn invloed verkrijgt; men stelt de massa van P evenredig met de grootte der deviatieversnelling van Q op den afstand van één centimeter. Wanneer een lichaam op een afstand van a centimeters van de zon verwijderd was, zou het een nagenoeg 321000maal zoo groote deviatieversnelling hebben, als wanneer het op een afstand van a centimeters van de aarde stond. De massa der zon is dus nagenoeg 321000maal zoo groot als de massa der aarde.

Bij de tegenwoordig bereikbare nauwkeurigheid der waarnemingen is het moeilijk de massa's van twee willekeurige lichamen op aarde te vergelijken door hun invloed na te gaan op andere lichamen. Men volgt een minder rechtstreekschen weg. Uit de hypothese van Newton in verband met de ontwikkelingen, welke in de volgende paragrafen behandeld worden, leidt men een methode af, die ook tot het gewenschte doel voert. Men maakt daarvoor gebruik van een toestel, waaraan men den naam van balans geeft; bij de behandeling van de balans zullen wij hierop terugkomen.

Om den gang van onze ontwikkelingen niet te onderbreken, nemen wij aan dat wij in staat zijn de massa's van twee lichamen op aarde met elkander te vergelijken.

Als eenheid van massa kiest men het duizendste gedeelte van de massa van een stuk platina, dat te Parijs bewaard wordt. Indertijd heeft men getracht de massa van dit stuk platina gelijk te maken aan de massa van een kubiek decimeter water bij zijn grootste dichtheid, omdat men het duizendste gedeelte van deze laatstgenoemde massa als eenheid wenschte te gebruiken. Later, toen de meetinstrumenten nauwkeuriger bepaling toelieten, bleek het dat de massa van een kubiek decimeter water bij zijn grootste dichtheid iets kleiner is dan de massa van het stuk platina. Men zou nu een nieuw stuk platina hebben kunnen vervaardigen, maar men zag in, dat dan bij elke verbetering der meetinstrumenten een dergelijke vernieuwing zou moeten gebeuren. Er is geen afdoende reden waarom men aan het oorspronkelijk plan zal vasthouden; men heeft dit dan ook laten varen, en als eenheid aangenomen het duizendste gedeelte van de massa van het bestaande stuk platina. Aan deze eenheid van massa geven wij den naam gram.

De massa van een kubiek centimeter water bij zijn grootste dichtheid is volgens de beste bepalingen ongeveer 0,999900 gram; indien niet de grootst mogelijke nauwkeurigheid wordt verlangd, kan men haar gelijk stellen aan 1 gram; voortaan zal dit steeds worden gedaan.

20. Een punt onder den invloed van twee punten. In de vorige paragraaf vermeldde wij reeds dat de maan slechts nagenoeg een ellips beschrijft; de afwijkingen die haar baan van den ellipsvorm vertoont, moeten verklaard worden. De nauwkeuriger waarnemingen van latere tijden hebben ook doen zien, dat eigenlijk geen enkele planeet zich in een volkomen ellips beweegt.

De maan ondervindt volgens de hypothese van Newton niet alleen den invloed van de aarde, maar ook dien van de zon en van de overige planeten. Een dergelijk iets doet zich voor bij elke planeet en bij de zon.

Wij moeten dus de vraag beantwoorden: wat gebeurt er met een punt R dat onder den invloed is van twee stoffelijke punten P en Q ? De deviatieversnelling van R wordt dan blijkens de waarneming in richting en grootte voorgesteld door de diagonaal van het parallelogram, waarvan een der omliggende zijden in

richting en grootte voorstelt de versnelling, die volgens de hypothese van Newton R zou krijgen als het alleen onder den invloed van P was; en waarvan de andere der omliggende zijden de versnelling voorstelt, die volgens die hypothese R zou krijgen, indien het alleen de werking van Q ondervond. Wanneer P en Q met R op dezelfde rechte lijn gelegen zijn en aan dezelfde zijde van R , zoo leert de waarneming dat de deviatieversnelling van R de som is der versnellingen welke het krijgen zou volgens die hypothese, indien het resp. onder de inwerking van P en van Q alleen zich bevond.

Wanneer P en Q met R op dezelfde rechte lijn gelegen zijn maar ter weerszijden van R , zoo leert de waarneming dat de deviatieversnelling van R het verschil is der versnellingen welke het krijgen zou, indien het resp. onder de inwerking van P en van Q alleen zich bevond, en dat zij de richting heeft van de grootste versnelling.

Is R nog onder de inwerking van een derde punt S , dan leert de waarneming, dat de deviatieversnelling van R wordt voorgesteld door de diagonaal van het parallelogram, waarvan de eene omliggende zijde voorstelt de deviatieversnelling, die het onder de inwerking van P en Q samen, de andere omliggende zijde die, welke het onder de inwerking van S alleen zou verkrijgen.

Houden wij aan de hypothese van Newton vast, zoo geven de waargenomen verschijnselen ons het middel aan de hand om den invloed te vinden, dien een punt ondergaat tengevolge van de aanwezigheid van een willekeurig aantal andere punten.

Omgekeerd is men, uitgaande van de hypothese van Newton en van dezen uit enkele waarnemingen afgeleiden regel, in staat geweest nagenoeg alle bewegingsverschijnselen te verklaren, die zich in ons planetenstelsel voordoen.

21. Kracht. Wanneer de bewegingstoestand van een punt verandert, denkt men aan een oorzaak hiervan en zegt men dat er een kracht op het punt werkt.

Indien een punt een rechte lijnige eenparige beweging heeft of in rust is, werkt er dus geen kracht op; omgekeerd, onderstelt men dat op een punt geen kracht werkt, dan heeft het een rechte lijnige eenparige beweging of het is in rust.

Heeft een punt een kromlijnige of een rechte lijnige veranderlijke beweging, zoo bevindt het zich onder de inwerking van een kracht.

Wij zullen eerst een eenvoudig geval beschouwen.

Men kent aan een kracht toe richting en grootte. Krijgt een punt P , dat oorspronkelijk in rust is, een rechtlijnige beweging van A naar B , zoo zegt men dat er een kracht op werkt van standvastige richting. Onder de richting der kracht verstaat men dan de richting der beweging die P verkrijgt. Men zegt nu dat de kracht langs de lijn AB werkt.

De uitwerking van deze kracht van standvastige richting openbaart zich in de verandering van de grootte der snelheid. Het ligt voor de hand de grootte van de kracht, welke standvastige richting heeft, te beoordeelen naar de grootte der snelheidsverandering, die het punt in een bepaald tijdsverloop ondergaat. Men zegt dan ook dat op het punt P , hetwelk oorspronkelijk in rust is, een kracht werkt van standvastige richting en van standvastige grootte, indien P een rechtlijnige beweging krijgt en in onderling gelijke tijdsverloopen onderling gelijke snelheidsvermeerderingen ondergaat; met andere woorden, indien P een rechtlijnige eenparig versnelde beweging krijgt. Omgekeerd, onderstelt men dat op het punt P dat oorspronkelijk in rust is, een kracht werkt van standvastige richting en grootte, dan moet zijn beweging rechtlijnig en eenparig versneld zijn.

De grootte van een kracht die op een punt P werkt, dat oorspronkelijk in rust was en een rechtlijnige eenparig versnelde beweging heeft, wordt beoordeeld naar de massa van P en naar de versnelling van P . Zij wordt evenredig gesteld met die massa en met die versnelling.

Indien een punt P een kromlijnige of een rechtlijnige niet eenparig versnelde beweging heeft, zoo werkt er een kracht op die niet is van standvastige richting en van standvastige grootte. Op elk oogenblik heeft de kracht bepaalde richting en bepaalde grootte, maar van oogenblik tot oogenblik kunnen richting en grootte verandering ondergaan.

Als een punt P een willekeurige beweging heeft en op een zeker tijdstip zich in A bevindt, zoo beoordeelt men de kracht die op P werkt als het in A is, naar de massa van P en naar de deviatieversnelling van P in A . Onder de richting der kracht verstaat men dan de richting der devatieversnelling; de grootte der kracht wordt evenredig gesteld met de massa van P en met de grootte van zijn devatieversnelling.

Het is duidelijk dat de laatste bepalingen ook het eerste geval omvatten. Wanneer toch P oorspronkelijk in rust is en een rechtlijnige eenparig versnelde beweging heeft, is de devatieversnelling,

en dus de kracht, van standvastige grootte en van standvastige richting.

Heeft P een massa van m gram, is zijn deviatieversnelling als het in A is a eenheden, en noemt men k het aantal krachts-eenheden van de kracht die in A op P werkt, zoo is:

$$k = f \cdot ma.$$

Kiezen wij nu als eenheid van kracht, de kracht welke werkt op een punt met de massa van 1 gram, dat een deviatieversnelling heeft van 1 eenheid, dan wordt $f = 1$ en

$$k = ma.$$

Aan de eenheid van kracht geven wij den naam *dynaam*.

Dikwijls wordt ook gebruik gemaakt van een andere krachts-eenheid, namelijk van het gewicht van een gram. Ten onrechte wordt deze krachtseenheid gewoonlijk gram genoemd; beter zou het zijn haar gramgewicht te noemen. Ook een duizendmaal zoo groote krachtseenheid, het kilogramgewicht, komt meer-malen voor.

Een gramgewicht is ongeveer gelijk aan 981 dynamen.

Een kilogramgewicht is ongeveer gelijk aan 981000 dynamen.

Op een punt met de massa van m gram, dat een rechtlijnige eenparig versnelde beweging heeft met een versnelling a , werkt, onverschillig of de aanvangsnelheid nul is of niet, een kracht van ma dynamen in de richting van de beweging.

Op een punt met de massa van m gram, dat een rechtlijnige eenparig vertraagde beweging heeft met een vertraging a , werkt een kracht van ma dynamen in de richting tegengesteld aan die der beweging.

Op een punt P met de massa van m gram, dat een eenparige beweging met een snelheid c heeft langs een cirkel, welks straal r centimeters is, werkt een kracht van $\frac{m c^2}{r}$ dynamen, en wel langs de lijn die P met het middelpunt verbindt.

Indien de beweging van een punt en zijn massa bekend zijn, kan men dus bepalen welke kracht er van oogenblik tot oogenblik op werkt.

Omgekeerd kan men ook onderstellen dat op een punt P van bekende massa een kracht werkt, die van oogenblik tot oogenblik in richting en grootte gegeven is, en dan de beweging afleiden welke P onder de inwerking van deze kracht zou verkrijgen. Hiertoe moet men nog voor een bepaald oogenblik den bewegingstoestand

van P kennen. Intusschen kan men alleen in zeer eenvoudige gevallen dit doen zonder hulp van hoogere wiskunde.

Bevindt het punt P met een massa van m gram zich op een gegeven tijdstip in A , en heeft het dan een snelheid in richting en grootte voorgesteld door de lijn AB , dan zal P , indien men onderstelt dat er geen kracht op werkt, een eenparige beweging langs de lijn AB moeten hebben. Onderstelt men dat op P een kracht werkt van k dynamen in de richting van A naar B , zoo moet het een eenparig versnelde beweging hebben met een versnelling $\frac{k}{m}$. Onderstelt men dat op P een kracht werkt van k dynamen in de richting van B naar A , zoo moet het een eenparig vertraagde beweging hebben met de vertraging $\frac{k}{m}$. Onderstelt men dat op P een kracht werkt van k dynamen van standvastige richting, die niet samenvalt met de richting van AB , zoo moet P een beweging krijgen, waarbij zijn deviatieversnelling van standvastige richting is en de standvastige grootte $\frac{k}{m}$ heeft. De baan is dan een parabool (vergelijk § 18.)

Een kracht kan in richting en grootte voorgesteld worden door een lijn AB . De richting van de lijn van A naar B geeft de richting aan van de kracht, de lengte der lijn de grootte der kracht.

22. Ontbinding van een kracht. Wanneer op eenig oogenblik een punt P de snelheid nul en een versnelling a heeft voorgesteld door de lijn AB , dan kan men volgens § 14 zijn versnelling ontbinden in de twee versnellingen a_1 en a_2 resp. voorgesteld door de lijnen AC en AD , mits figuur $ABCD$ een parallelogram is.

Zoo m gram de massa van P is, dan werkt op P langs de lijn AB een kracht Q van $k = ma$ dynamen. Deze kracht worde voorgesteld door de lijn AE . Om aan P een versnelling te geven voorgesteld door de lijn AC , is er een kracht Q_1 van $k_1 = ma_1$ dynamen noodig werkende langs de lijn AC ; deze kracht worde voorgesteld door AF . Om aan P een versnelling te geven voorgesteld door de lijn AD , is er een kracht Q_2 van $k_2 = ma_2$ dynamen noodig werkende langs de lijn AD . AG moge deze kracht voorstellen.

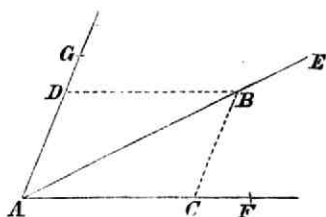


Fig. 8.

De krachten Q_1 en Q_2 , die aan het punt P de ontbindingsversnellingen a_1 en a_2 zouden geven, worden de ontbindingskrachten van Q genoemd; men zegt dat men de kracht Q in de krachten Q_1 en Q_2 heeft ontbonden.

Het is gemakkelijk te bewijzen dat figuur $AFEG$ een parallelogram is. De driehoeken BAC en EAF toch zijn gelijkvormig, daar $\angle BAC = \angle EAF$ en $\frac{AE}{AF} = \frac{ma}{ma_1} = \frac{AB}{AC}$; evenzoo de driehoeken BAD en EAG . Hieruit volgt dat $EF \parallel BC$ en $EG \parallel BD$, en omdat $ACBD$ een parallelogram is, is ook $AFEG$ een parallelogram.

Men mag dus een kracht Q , werkende op een punt P dat oorspronkelijk in rust is, ontbinden in twee krachten Q_1 en Q_2 , indien de lijn die de kracht Q in richting en grootte voorstelt, de diagonaal is van het parallelogram beschreven op de lijnen, welke de krachten Q_1 en Q_2 voorstellen, en wel de diagonaal waarvoor deze lijnen de omliggende zijden zijn.

Deze stelling geldt ook voor het geval dat het punt P oorspronkelijk niet in rust is. De kracht die op een punt P werkt, wordt steeds beoordeeld naar de deviatieversnelling van P . Wij stellen ons voor, dat de deviatie afgelegd wordt met een eenparig versnelde beweging met aanvangsnul. Daar wij nu deze eenparig versnelde beweging kunnen ontbinden in twee eenparig versnelde bewegingen, kunnen wij ook de kracht ontbinden in twee krachten, op de wijze zooals in bovenstaande stelling is aangegeven.

Heeft men de kracht Q ontbonden in de krachten Q_1 en Q_2 , zoo mag men bijv. de kracht Q_2 ontbinden in de krachten Q_3 en Q_4 overeenkomstig den regel, die voor de ontbinding van Q geldt. Men zegt dan dat men de kracht Q ontbonden heeft in de drie krachten Q_1 , Q_3 en Q_4 .

23. Hypothese van Newton. Uit § 19 weten wij, dat volgens de hypothese van Newton twee stoffelijke punten P en P' een invloed op elkander uitoefenen. Is m gram de massa van P en m' gram die van P' , is hun afstand r cm., zoo is $f \frac{m}{r^2}$ de deviatieversnelling van P' en $f \frac{m'}{r^2}$ die van P . De kracht welke op P' werkt is dus $f \frac{mm'}{r^2}$ dynamen; de kracht welke op P werkt eveneens $f \frac{mm'}{r^2}$ dynamen.

De invoering van het begrip kracht stelt ons in staat de hypothese van Newton in een gewijzigden vorm te brengen. Zij luidt dan: twee willekeurige stoffelijke punten P en P' oefenen op elkander een invloed uit, ten gevolge waarvan er een kracht werkt op P langs de lijn die P en P' verbindt in de richting van P naar P' ; terwijl er eveneens een kracht werkt op P' langs diezelfde lijn in de richting van P' naar P ; deze twee krachten zijn even groot; de grootte ervan is evenredig met de massa's der punten P en P' en omgekeerd evenredig met het kwadraat van hun afstand. Of: twee willekeurige punten P en P' trekken elkander aan met een kracht, waarvan de grootte evenredig is met de massa's van P en P' en omgekeerd evenredig met het kwadraat van hun afstand.

24. Samenstelling van krachten. Laat een punt P zich onder den invloed bevinden van twee punten P' en P'' ; indien AB in richting en grootte de deviatieversnelling a' voorstelt, die P volgens de hypothese van Newton zou krijgen als het alleen onder de inwerking van P' was; indien AC in richting en grootte de deviatieversnelling a'' voorstelt, die P volgens die hypothese zou krijgen als het alleen onder de inwerking van P'' was; indien figuur $ABDC$ een parallelogram is; dan stelt volgens § 20 de lijn AD in richting en grootte de deviatieversnelling a voor, welke P blijkens de waarneming verkrijgt. Is m gram de massa van P , dan is de kracht waarmee P' op P werkt ma' dynamen; deze kracht moge voorgesteld worden door de lijn AE . De kracht waarmee P'' op P werkt is ma'' dynamen; zij worde voorgesteld door de lijn AF .

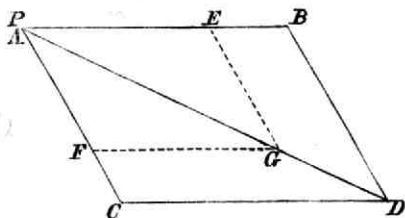


Fig. 9.

Indien de figuur $AEGF$ een parallelogram is, dan ligt G op de lijn AD en stelt de lijn AG in richting en grootte de kracht van ma dynamen voor, welke aan P de versnelling a zou geven.

Houden wij dus vast aan de hypothese van Newton, dan noodzaken de waargenomen verschijnselen ons op de volgende wijze den invloed te bepalen, dien een punt P onder de gelijktijdige inwerking van twee punten P' en P'' ondergaat. Op de lijnen, welke in richting en grootte de krachten Q' en Q'' voorstellen

waarmede resp. P' en P'' op P werken, beschrijve men een parallelogram; de diagonaal waarvoor deze lijnen de omliggende zijden zijn, stelt dan in richting en grootte voor de kracht Q welke op P werkt tengevolge van den invloed van P' en P'' samen. Men zegt dat men de krachten Q' en Q'' heeft samengesteld, dat Q de resultante is van Q' en Q'' , en dat Q' en Q'' de componenten zijn van Q .

Indien de krachten Q' en Q'' langs dezelfde lijn in dezelfde richting werken, is de resultante Q gelijk aan de som van Q' en Q'' en werkt langs diezelfde lijn in diezelfde richting.

Indien de krachten Q' en Q'' langs dezelfde lijn in onderling tegengestelde richtingen werken, dan is de resultante Q gelijk aan het verschil van Q' en Q'' en werkt langs diezelfde lijn in de richting der grootste kracht. Zijn in dit geval Q' en Q'' even groot, zoo is de resultante nul. Men zegt dan dat de krachten Q' en Q'' elkanders werking opheffen, of dat zij met elkander in evenwicht zijn.

Wanneer een punt P onder den invloed is van drie punten, dan bepalen wij eerst de resultante van de krachten waarmede P' en P'' op P werken en stellen dan deze resultante samen met de kracht waarmede P''' op P werkt volgens den genoemden regel.

De laatst verkregen resultante is dan de kracht (verg. § 20) welke op P werkt tengevolge van den invloed van P' , P'' en P''' te zamen.

25. In de natuurkunde zullen wij tot verklaring van de verschijnselen telkens de onderstelling maken, dat er een werking bestaat tusschen stoffelijke punten. Niet altijd kunnen wij intuschen door middel van de hypothese van Newton ons doel bereiken; het is ten minste tot heden niet gelukt hierdoor alle verschijnselen te verklaren. Indien de afstand van twee stoffelijke punten klein is, neemt men soms aan dat hun onderlinge werking op andere wijze van den afstand afhangt. Dikwijls onderstelt men zelfs een afstootende werking tusschen twee deeltjes of een werking die niet plaats heeft langs de lijn welke de stoffelijke punten verbindt. Maar toch houdt men vast aan twee zaken. In de eerste plaats hieraan, dat als een punt P den invloed ondervindt van een punt Q , op P een kracht werkt even groot als die waarmede P op Q werkt maar in tegengestelde richting. Zooals men gewoon is te zeggen, men neemt aan dat de werking gelijk is aan de terugwerking.

In de tweede plaats stelt men, wanneer een punt P onder den invloed van meer stoffelijke punten is, die krachten samen op de wijze als in de vorige paragraaf is aangegeven.

26. Moment van een kracht ten opzichte van een meetkundig punt. Wanneer op het stoffelijk punt P een kracht Q werkt, dan noemt men P wel het aangrijpingspunt van die kracht Q .

Tot vereenvoudiging van sommige beschouwingen wordt het begrip ingevoerd van het moment eener kracht ten opzichte van een meetkundig punt. Het moment van een kracht Q ten opzichte van het meetkundig punt O wordt beoordeeld naar de grootte van Q en naar den afstand van O tot de lijn waarlangs Q werkt; het wordt evenredig gesteld met de grootte van Q en met dien afstand. Is de kracht k dynamen groot, bedraagt de afstand van O tot de lijn waarlangs Q werkt l cm., en is M het aantal momentseenheden van het moment van Q ten opzichte van O , zoo is:

$$M = f \cdot k \cdot l.$$

Kiezen wij als momentseenheid het moment eener kracht van 1 dynaam ten opzichte van een punt, dat 1 cm. verwijderd is van de lijn waarlangs die kracht werkt, dan wordt $f = 1$ en

$$M = k \cdot l.$$

Men kent aan het moment eener kracht ten opzichte van een punt een teeken toe; het aantal momentseenheden is dus of positief of negatief. De kracht Q voorgesteld door de lijn AB zou aan P , als het in rust was, een beweging geven langs de lijn AB . Wij kunnen deze beweging beschouwen als een begin van draaiing in den zin van den horlogewijzer om O , en als een begin van draaiing in den zin tegengesteld aan dien van den horlogewijzer om O' . Wij zullen het moment van een kracht ten opzichte van een punt O positief noemen, als zij haar aangrijpingspunt een beweging tracht te geven, die beschouwd kan worden als een begin van draaiing om O in den zin van den horlogewijzer; negatief, wanneer zij haar aangrijpingspunt een beweging tracht te geven, die beschouwd

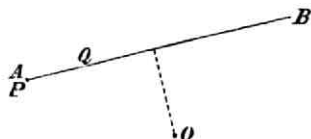


Fig. 10.

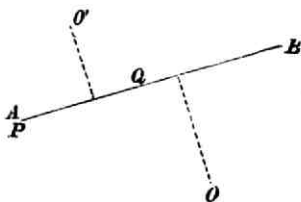


Fig. 11.

kan worden als een begin van draaiing in den zin tegengesteld aan dien van den horlogewijzer.

Het moment van een kracht ten opzichte van eenig punt gelegen op de lijn waarlangs de kracht werkt, is nul.

27. Momentenvergelijking. Is figuur $ACBD$ een parallellogram

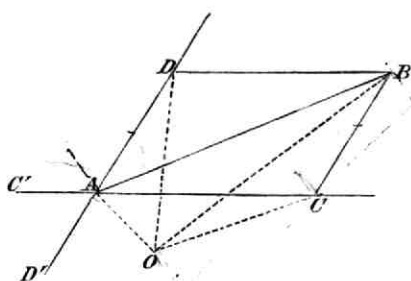


Fig. 12.

en O een punt in het vlak van het parallellogram en gelegen binnen den hoek DAC of den hoek $D'AC'$, dan is de inhoud van den driehoek AOB gelijk aan de som der inhouds van de driehoeken AOD en AOC .

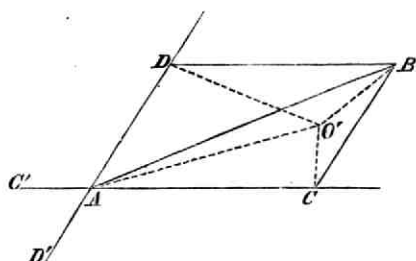


Fig. 13.

Is figuur $ACBD$ een parallellogram en O' een punt in het vlak van het

parallellogram en gelegen binnen den hoek DAC of den hoek $D'AC'$, dan is de inhoud van den driehoek $AO'B$ gelijk aan het verschil der inhouds van de driehoeken $AO'D$ en $AO'C$. Liggen C en B aan denzelfden kant van AO' , dan is de inhoud van driehoek $AO'C$ grooter dan die van driehoek $AO'D$; liggen D en B aan den-

zelfden kant van AO' , dan is de inhoud van driehoek $AO'C$ kleiner dan die van driehoek $AO'D$. Is B op de lijn AO' gelegen, dan zijn de inhouds der driehoeken gelijk.

Deze meetkundige stellingen zijn gemakkelijk te bewijzen, wanneer men de lijn AO of de lijn AO' beschouwt als de gemeenschappelijke basis der driehoeken.

Als de lijn AB de resultante R voorstelt van twee krachten Q_1 en Q_2 voorgesteld door de lijnen AC en AD , die op het punt P werken dat zich in A bevindt; als de kracht R groot is k dynamen, de krachten Q_1 en Q_2 resp. k_1 en k_2 dynamen; als de afstand van O tot de lijn AB bedraagt l cm., de afstanden van O tot lijnen AC en AD resp. l_1 en l_2 cm.; evenzoo de afstanden van O' tot de lijnen AB , AC en AD resp. l' , l'_1 en l'_2 cm.;

als de momenten van R , Q_1 en Q_2 ten opzichte van O resp. zijn M , M_1 en M_2 eenheden, en die ten opzichte van O' resp. M' , M'_1 en M'_2 ; dan heeft men voor de gevallen van de figuren 12 en 13:

$$\begin{aligned} M &= +kl, & M_1 &= +k_1 l_1, & M_2 &= +k_2 l_2, \\ M' &= +kl', & M'_1 &= -k_1 l'_1, & M'_2 &= +k_2 l'_2. \end{aligned}$$

Uit de genoemde meetkundige stellingen volgt nu :

$$\begin{aligned} kl &= k_1 l_1 + k_2 l_2, \\ kl' &= -k_1 l'_1 + k_2 l'_2 \end{aligned}$$

en dus :

$$\begin{aligned} M &= M_1 + M_2 \\ M' &= M'_1 + M'_2. \end{aligned}$$

In alle gevallen welke zich kunnen voordoen geldt de stelling: het moment der resultante ten opzichte van een punt is gelijk aan de som van de momenten der composanten ten opzichte van datzelfde punt, mits dit gelegen is in het vlak, waarin de composanten werken.

Is R de resultante van drie of meer krachten, dan geldt de stelling nog, indien alle composanten in hetzelfde vlak werken. De vergelijking welke van deze stelling de uitdrukking is, noemt men de momentenvergelijking.

Het is bovendien duidelijk dat de som der momenten van de composanten, als zij in één vlak werken, ten opzichte van eenig punt gelegen op de lijn waarlangs de resultante werkt, gelijk is aan nul.

In de figuren 12 en 13 kunnen de lijnen AC en AD ook voorstellen de ontbindingskrachten van de kracht voorgesteld door de lijn AB . Het is gemakkelijk in te zien dat ook de volgende stelling geldt: het moment van een kracht ten opzichte van een punt is gelijk aan de som van de momenten der ontbindingskrachten ten opzichte van datzelfde punt, mits de ontbindingskrachten gelegen zijn in hetzelfde vlak en ook het punt zich in dit vlak bevindt.

28. Arbeid. Indien het punt P zich verplaatst heeft van A naar C terwijl er een kracht Q op werkt voorgesteld door de lijn AB , dan zegt men dat de kracht Q arbeid heeft verricht. Men beoordeelt dezen arbeid naar de grootte der kracht en naar de projectie AD van den afgelegden weg AC op de lijn waarlangs

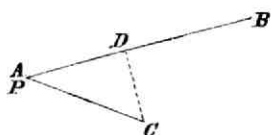


Fig. 14.

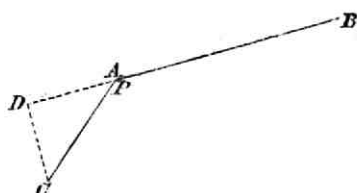


Fig. 15.

de kracht Q werkt. Indien de richting van A naar D dezelfde is als die der kracht, zegt men dat de verrichte arbeid positief is; indien de richting van A naar D tegengesteld is aan die der kracht, noemt men den verrichten arbeid negatief.

De projectie AD wordt ook wel genoemd de weg afgelegd in de richting der kracht. Men kent aan dezen weg een teeken toe; is de richting van A naar D dezelfde als die der kracht, zoo is de weg afgelegd in de richting der kracht positief; is de richting van A naar D tegengesteld aan die der kracht, zoo is die weg negatief.

Verder stelt men den arbeid evenredig met de grootte der kracht en evenredig met den weg afgelegd in de richting der kracht. Is k dynamen de grootte van Q en is de weg in de richting van Q afgelegd l cm. (l kan positief of negatief zijn), zoo zal het aantal arbeidseenheden van den arbeid zijn:

$$A = f \cdot k \cdot l$$

Kiezen wij als arbeidseenheid den arbeid verricht door een kracht van 1 dynaam, wier aangrijpingspunt zich 1 cm. in haar richting verplaatst, dan wordt $f = 1$ en

$$A = k \cdot l$$

Hierin kan l positief zijn of negatief; in het eerste geval is A positief, in het tweede is A negatief.

Aan de eenheid van arbeid geven wij den naam ergoon.

Dikwijls wordt ook gebruik gemaakt van een andere arbeidseenheid, den kilogrammeter, dat is de arbeid verricht door een kracht van 1 kilogramgewicht, wier aangrijpingspunt zich 1 meter in haar richting verplaatst.

Een kilogrammeter is ongeveer gelijk aan $981 \cdot 10^5$ ergonen.

De arbeid, dien de kracht Q verricht als P zich verplaatst van A naar C , is onafhankelijk van den weg door P gevolgd; hetzij P zich van A naar C beweegt langs een rechte lijn, hetzij P dit doet langs een kromme of een gebroken lijn, zoodat wellicht

over een deel van dezen weg de arbeid door Q verricht positief en over een ander deel negatief is, de totale verrichte arbeid behoudt dezelfde waarde.

Indien de kracht Q geen standvastige richting en grootte heeft, bepaalt men den arbeid, die door Q verricht wordt gedurende elk tijdsverloop, waarin die richting en grootte dezelfde blijven, en zoekt de som van deze arbeiden. Indien de richting en de grootte van Q voortdurend veranderen, bepaalt men de som der arbeiden, die bij eenzelfde verplaatsing van P verricht zou worden door een kracht Q' , die telkens na een zeer klein tijdsverloop dezelfde richting en grootte heeft als Q , en zoekt de grenswaarde van deze som als dit tijdsverloop kleiner en kleiner wordt genomen.

Heeft bijv. een punt P een eenparige cirkelvormige beweging dan verricht de kracht, welke op P werkt, een arbeid nul.

29. Indien figuur $ACBD$ een parallelogram is; indien de lijn $B'B''$ door A loodrecht gebracht is op AB , de lijn $C'C''$ loodrecht op AC , de lijn $D'D''$ loodrecht op AD ; indien E een punt is gelegen in het vlak van het parallelogram; indien F , G en H de voetpunten zijn der loodlijnen uit

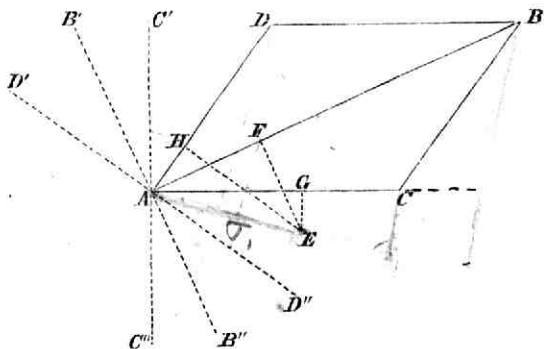


Fig. 16.

E neergelaten resp. op AB , AC en AD ; dan zal, wanneer E gelegen is binnen den hoek $C'AD''$ of binnen den hoek $D'AC''$, de inhoud van den rechthoek, waarvan de zijden zijn AB en AF , gelijk wezen aan den inhoud van den rechthoek, waarvan AC en AG de zijden zijn, vermeerderd met den inhoud van den rechthoek, waarvan AD en AH de zijden zijn.

Als E gelegen is binnen den hoek $C'AB''$ of binnen den hoek $C'AB''$, dan zal de inhoud van den rechthoek met de zijden AB en AF gelijk zijn aan den inhoud van den rechthoek met de zijden AD en AH , verminderd met den inhoud van den rechthoek met de zijden AC en AG .

De lijnen
AB en AC, AD
zijn evenwijdig
daarom de
gelijkheid

Als E gelegen is binnen den hoek $B'AD'$ of binnen den hoek $B''AD''$, dan zal de inhoud van den rechthoek met de zijden AB en AF gelijk zijn aan den inhoud van den rechthoek met de zijden AC en AG , verminderd met den inhoud van den rechthoek met de zijden AD en AH .

Deze meetkundige stellingen zijn gemakkelijk te bewijzen, als men uit de punten C , B en D loodlijnen neerlaat op de lijn AE .

Wanneer de lijnen AC en AD twee krachten Q_1 en Q_2 voorstellen, welke op een punt P werken, dan stelt de lijn AB de resultante R dier krachten voor. Wanneer P van A naar E gaat, de composanten resp. groot zijn k_1 en k_2 dynamen en de resultante k dynamen; wanneer de weg door P afgelegd in de richting van R is l cm., de wegen door P afgelegd in de richtingen van Q_1 en Q_2 resp. l_1 en l_2 cm., zoo volgt uit de genoemde meetkundige stellingen, als men op het teeken der grootheden l , l_1 en l_2 let, dat in alle gevallen:

$$kl = k_1 l_1 + k_2 l_2.$$

In het behandelde geval is ondersteld dat E gelegen is in het vlak waarin de krachten werken; men kan bewijzen dat ook wanneer E niet in dit vlak zich bevindt, de arbeid door de resultante verricht, gelijk is aan de som der arbeiden, verricht door de composanten. Deze stelling blijft dus waar bij een willekeurige verplaatsing van het aangrijpingspunt der krachten. Zij gaat ook door voor het geval dat op P meer dan twee krachten werken.

In figuur 16 kunnen de lijnen AC en AD ook voorstellen de ontbindingskrachten van de kracht voorgesteld door de lijn AB .

Het is duidelijk dat de arbeid bij een willekeurige verplaatsing van het aangrijpingspunt verricht door een kracht, de som is van de arbeiden, die verricht worden door haar ontbindingskrachten.

30. Arbeidsvermogen. Wanneer een stoffelijk punt door de omstandigheden waarin het te midden van zijn omgeving verkeert, in staat is een kracht negatieven arbeid op zich te laten verrichten, zegt men dat het arbeidsvermogen bezit ten opzichte van die omgeving.

De grootte van dit arbeidsvermogen wordt beoordeeld naar het bedrag van den negatieven arbeid, dien het punt op zich kan laten verrichten, en wel wordt zij hiermede evenredig gesteld. Verder zegt men dat een punt P de eenheid van arbeidsvermogen

bezit, als het de negatieve eenheid van arbeid op zich kan laten verrichten. Is het bedrag van dezen negatieven arbeid $-A$ ergonen, zoo is van P het arbeidsvermogen A eenheden van arbeidsvermogen. Aan de eenheid van arbeidsvermogen geven wij den naam *ergist*.

Ook wordt dikwijls gebruik gemaakt van een andere eenheid van arbeidsvermogen, namelijk het arbeidsvermogen van een punt dat den negatieven arbeid van een kilogrammeter op zich kan laten verrichten. Waar wij een enkele maal van deze eenheid gebruik maken, zullen wij haar noemen de *statische eenheid* van arbeidsvermogen. De statische eenheid van arbeidsvermogen is ongeveer gelijk aan 981.10^5 ergisten.

Een punt dat een zekere snelheid heeft, bezit krachtens die snelheid arbeidsvermogen.

Laat ons aannemen dat P zich in C bevindt en een snelheid c heeft, voorgesteld door de lijn CD . Wanneer nu op P een kracht Q ging werken van k dynamen, langs de lijn CD van D naar C , zoo zou P een rechtlijnige eenparig vertraagde beweging krijgen. P zou zich dan bewegen in een richting tegengesteld aan die der kracht Q , en het zou Q negatieven arbeid laten verrichten; P bezit dus arbeidsvermogen.

Om de grootte van dit arbeidsvermogen te bepalen, nemen wij aan dat van P de massa m gram bedraagt; zijn vertraging zou dan $\frac{k}{m}$ zijn. Wij zoeken nu het bedrag van den negatieven arbeid, dien Q kan verrichten.

Als de snelheid van P nul zou geworden zijn, zou ook het verrichten van negatieven arbeid door Q ophouden. Volgens de middelste der vergelijkingen (3) uit § 12, zal een punt P , dat een eenparig vertraagde beweging heeft met de aanvangsnelheid c en de vertraging a , een weg $\frac{c^2}{2a}$ cm. moeten afleggen voor dat zijn snelheid nul geworden is. De kracht Q zou dan een arbeid verricht hebben $-\frac{k}{m} \cdot \frac{c^2}{2} = -\frac{m c^2}{2}$ ergonen; het bedrag hiervan is onafhankelijk van de grootte der kracht Q .

Het arbeidsvermogen van een punt P , dat een massa van m gram en een snelheid c heeft, bedraagt dus $\frac{m c^2}{2}$ ergisten.

Het arbeidsvermogen dat een punt P bezit krachtens zijn snelheid, noemt men zijn arbeidsvermogen van beweging.

$$S = \frac{c^2 - v^2}{2a}$$

Elk stoffelijk punt dat ten gevolge van den invloed van andere stoffelijke punten onder de inwerking van een kracht verkeert, bezit daardoor arbeidsvermogen.

Laat ons aannemen dat het punt P zich in C bevindt, dat het daar een zekere snelheid heeft van c eenheden, voorgesteld door de lijn CD ; dat tengevolge van den invloed van omliggende stoffelijke punten er op werkt een kracht Q van k dynamen langs de lijn CD in de richting van C naar D . Wanneer nu op P nog een kracht Q' ook van k dynamen ging werken langs de lijn CD in de richting van D naar C , dan zou de kracht Q' de werking van de kracht Q opheffen (zie § 24). P zou dan krijgen een eenparige beweging langs CD in de richting van C naar D , zou zich dus bewegen in de richting tegengesteld aan die van de kracht Q' . Daarbij zou de kracht Q' negatieven arbeid verrichten zonder dat de snelheid van P verandert. P bezit dus, omdat het onder de werking is der kracht Q , arbeidsvermogen.

Het arbeidsvermogen dat een punt P bezit tengevolge van een kracht die er op werkt, noemt men zijn arbeidsvermogen van plaats, daar, zooals terstond blijken zal, het bedrag verandert met de plaats van P .

Het bedrag van den negatieven arbeid, welken Q' verrichten kan zonder dat de snelheid van P verandert, hangt af van den weg, waarover P zich in de richting der kracht Q kan bewegen, zonder dat deze ophoudt op P te werken.

Bedraagt deze weg L cm., dan is het arbeidsvermogen, dat P heeft omdat Q er op werkt, kL ergisten.

Beschouwt men het arbeidsvermogen, dat een punt bezit omdat het onder de inwerking verkeert van de zwaartekracht, dan is L de afstand van het punt tot het middelpunt der aarde; bovendien zou de grootte der kracht geleidelijk afnemen, indien het werkelijk naar het middelpunt der aarde gevoerd werd, en hierdoor zou de berekening van het arbeidsvermogen ingewikkeld worden.

Wanneer een voorwerp op tafel in rust is, oefent de tafel een kracht D er op uit, even groot als het gewicht van het voorwerp. Neemt men aan dat de tafel volkomen hard is, dan is het arbeidsvermogen, dat het voorwerp bezit omdat de kracht D er op werkt, nul. Immers bij de geringste verplaatsing van het voorwerp in de richting der kracht D , houdt deze op te werken; hier is $L = 0$. Evenzoo, wanneer een voorwerp aan een onuittrekbaren draad is opgehangen, is het arbeidsvermogen van plaats van het voorwerp ten gevolge van de kracht, door den draad er op uitgeoefend, nul.

In vele gevallen is de bepaling van het arbeidsvermogen dat een punt bezit omdat er een zekere kracht op werkt, niet wel mogelijk. Daarom beschouwt men in den regel alleen het bedrag van de verandering, die het arbeidsvermogen van plaats ondergaat.

Indien op P werkt een kracht Q van k dynamen en het zich l cm. verplaatst heeft in de richting van de kracht, dan is het arbeidsvermogen van plaats van P met kl ergisten verminderd. De negatieve arbeid toch, welke de kracht Q' dan zou kunnen verrichten, is met kl ergonen afgenomen. Wanneer daarentegen op P een kracht van k dynamen werkt, en het verplaatst zich l cm. in de richting tegengesteld aan die van deze kracht, zoo is het arbeidsvermogen van plaats van P met kl ergisten toegenomen. De negatieve arbeid toch, dien de kracht Q' zou kunnen verrichten is met kl ergonen vermeerderd.

In het algemeen, als een punt P onder de inwerking is van een kracht Q , en het beweegt zich zoodanig dat Q een arbeid verricht van $+A$ ergonen, zoo is het arbeidsvermogen van plaats van P met A ergisten verminderd; wanneer P zich zoodanig beweegt, dat Q een arbeid verricht van $-A$ ergonen, dan is het arbeidsvermogen van plaats van P met A ergisten toegenomen.

Een punt kan te gelijk arbeidsvermogen van beweging en arbeidsvermogen van plaats hebben.

Bevindt het punt P met een massa van m gram zich in C , heeft het een snelheid c in richting en grootte voorgesteld door de lijn CD , en werkt er een kracht Q op van k dynamen langs de lijn CD in de richting van C naar D , zoo zal P arbeidsvermogen van plaats verliezen, maar omdat het grootere snelheid krijgt, arbeidsvermogen van beweging winnen.

Verplaatst P zich l centimeters van C naar E , zoo is zijn verlies aan arbeidsvermogen van plaats kl ergisten. Daar P een rechtlijnige eenparig versnelde beweging krijgt met een versnelling $\frac{k}{m}$, is zijn snelheid v geworden, als (zie verg. 3 van § 11).

$$v = \sqrt{c^2 + 2 \frac{k}{m} l}.$$

In E is het arbeidsvermogen van beweging van P geworden $\frac{mv^2}{2}$ ergisten. De vermeerdering van zijn arbeidsvermogen van

beweging is dus $\frac{mv^2}{2} - \frac{mc^2}{2} = kl$ ergisten.

$$\frac{mv^2}{2} - \frac{mc^2}{2} = kl$$

Wij zien dat de vermeerdering van het arbeidsvermogen van beweging van P juist gelijk is aan de vermindering van zijn arbeidsvermogen van plaats.

Wanneer wij het geval beschouwd hadden, waarin op P een kracht Q werkt in de richting tegengesteld aan die van de snelheid van P , zoo zouden wij op dergelijke wijze hebben kunnen aantoonen, dat de vermindering van het arbeidsvermogen van beweging van P gelijk is aan de vermeerdering van zijn arbeidsvermogen van plaats.

In het algemeen kan men aantoonen dat, als P zich onder de inwerking van een kracht bevindt, wier grootte en richting alleen afhangen van de plaats welke P inneemt, de som van zijn arbeidsvermogen van beweging en zijn arbeidsvermogen van plaats altijd dezelfde waarde behoudt.

HOOFDSTUK II.

VASTE LICHAMEN.

31. **Lichamen.** In het voorafgaande hebben wij steeds aangenomen, dat wij te doen hadden met voorwerpen waarvan wij de afmetingen konden verwaarloozen, en dus met stoffelijke punten. Wij gaan er nu toe over te spreken van voorwerpen, waarbij dit niet het geval is; deze noemen wij lichamen. Algemeen stelt men zich tegenwoordig voor dat elk lichaam, binnen het bereik van het waarnemingsvermogen onzer zintuigen gelegen, opgebouwd is uit kleinere lichamen.

De scheikunde heeft den naam moleculen gegeven aan de kleinste deeltjes van een lichaam, die afzonderlijk bestaan kunnen. De deeltjes van een lichaam, die in de natuurkunde bij de verklaring van de verschijnselen beschouwd worden, worden gewoonlijk geacht dezelfde te zijn als de moleculen der scheikundigen. Men meent dat er tusschen deze deeltjes krachten werken. De hypothese van Newton is, zooals wij reeds opgemerkt hebben, tot heden niet in staat geweest de verschijnselen te verklaren, indien de deeltjes op kleine afstanden van elkander zijn gelegen.

Men heeft daarom zijn toevlucht genomen tot andere hypothesen. Bij de behandeling van de onderdeelen der natuurkunde komen wij hierop terug.

De kleinste deeltjes waaruit een lichaam bestaat, beschouwen wij als stoffelijke punten. Wij stellen ons voor dat zij gescheiden zijn door tusschenruimten.

De ervaring leert ons dat de deeltjes van een lichaam op grootere afstanden van elkander te brengen zijn en ook op kleinere dan die, waarop zij onder gewone omstandigheden van elkander staan. Met andere woorden, de ervaring leert ons dat elk lichaam samendrukbaar en uitzetbaar is. Maar er bestaat een groep van lichamen, waarvoor deze afstandsveranderingen in den regel klein blijven; deze zijn de zoogenaamde vaste lichamen.

In de natuurkunde is men dikwijls genoodzaakt bij de verklaring van verschijnselen zich tevreden te stellen met benaderingen en dus af te zien van de verklaring van allerlei bijzonderheden. Zoo houdt men ook dikwijls geen rekening met de afstandsveranderingen die de deeltjes van een vast lichaam kunnen ondergaan.

In dit hoofdstuk beschouwen wij alleen zoodanige vaste lichamen, waarvoor wij aannemen dat de onderlinge afstanden der deeltjes onveranderlijk zijn. Wij nemen aan dat, zoo noodig, tusschen die deeltjes krachten werken, welke hen ten opzichte van elkander op hun plaats houden.

Het is duidelijk dat bij de toepassing van de beschouwingen van dit hoofdstuk voor de verklaring van verschijnselen, wij in het oog moeten houden, dat zij alleen dan waarde hebben, indien werkelijk die afstandsveranderingen onmerkbaar klein zijn.

32. Beweging van een lichaam. Men kent de beweging van een lichaam als men de beweging kent van elk der stoffelijke punten waaruit het is opgebouwd. Men kan aantonen dat dit steeds het geval is, wanneer men de beweging kent van drie punten van het lichaam die niet op één rechte lijn liggen.

Indien alle punten van een lichaam zich langs rechte lijnen bewegen, zegt men dat het lichaam een rechtlijnige beweging heeft. Deze lijnen moeten dan onderling evenwijdig zijn; anders toch zou het niet mogelijk wezen dat de stoffelijke punten waaruit het lichaam bestaat, hun onderlinge afstanden onveranderd behielden.

In dat geval is de beweging van het geheele lichaam te vinden, als die van een enkel punt bekend is. Heeft bijv. het punt *P*

een eenparige beweging met een snelheid c langs de lijn AB , dan hebben alle andere punten eenparige bewegingen langs lijnen evenwijdig aan AB en met dezelfde snelheid c . Heeft het punt P een eenparig versnelde beweging met een versnelling a en een aanvangsnelheid c langs de lijn AB , dan hebben alle punten een eenparig versnelde beweging met een versnelling a en een aanvangsnelheid c langs lijnen evenwijdig met AB .

33. Wanneer alle punten van een lichaam een rechtlijnige eenparige beweging hebben of in rust zijn, werkt op geen der punten een kracht, of zooals men het ook kan uitdrukken, dan werkt op elk punt P een kracht nul. Deze kracht nul kan de resultante zijn van krachten, waarmede andere stoffelijke punten op P werken.

Wanneer alle punten van een lichaam een rechtlijnige eenparig versnelde beweging hebben met een versnelling a , dan werken er op de verschillende punten krachten langs onderling evenwijdige lijnen in de richting der beweging. Is m_1 gram de massa van P_1 , m_2 gram die van P_2 enz., dan werkt op P_1 een kracht van $m_1 a$ dynamen, op P_2 een kracht van $m_2 a$ dynamen enz. De grootten der krachten die op verschillende punten van het lichaam werken, verhouden zich dus als de massa's dier punten.

Wanneer alle punten van een lichaam een rechtlijnige eenparig vertraagde beweging hebben, werken er op de verschillende punten krachten langs onderling evenwijdige lijnen in de richting tegengesteld aan die der beweging; de grootten dezer krachten verhouden zich als de massa's der punten.

34. **Massa van een lichaam.** Onder de massa van een lichaam verstaat men de som van de massa's der afzonderlijke stoffelijke punten waaruit het bestaat. Indien dus een lichaam bestaat uit n stoffelijke punten $P_1, P_2 \dots P_n$, waarvan de massa's resp. zijn $m_1, m_2 \dots m_n$ gram, dan is de massa van het lichaam m gram, als

$$m = m_1 + m_2 + \dots + m_n.$$

Kortheidshalve schrijft men:

$$m = \sum_{p=1}^{p=n} m_p.$$

35. Dichtheid. De afstanden tusschen de stoffelijke punten waaruit een lichaam bestaat, zijn zeer klein, evenals de afmetingen van die stoffelijke punten. Vandaar dat men dikwijls niet de massa van elk punt afzonderlijk beschouwt, maar de massa van een groep van stoffelijke punten, die te zamen een zeker volume innemen. Onder dit volume worden ook begrepen de tusschenruimten tusschen de stoffelijke punten.

Dit heeft geleid tot de invoering van het begrip gemiddelde dichtheid van een lichaam. De gemiddelde dichtheid van een lichaam wordt beoordeeld naar de massa van het lichaam en naar zijn volume. Zij wordt evenredig gesteld met de massa in den kubieken centimeter bevat. Als eenheid van gemiddelde dichtheid wordt aangenomen de gemiddelde dichtheid van een lichaam, dat in 1 cm³. een massa van 1 gram bevat.

Is het volume van een lichaam v cm³. en bedraagt zijn massa m gram, dan is zijn gemiddelde dichtheid d eenheden als:

$$d = \frac{m}{v}.$$

De gemiddelde dichtheid van een volumedeel van een lichaam, zoo klein dat men het als een stoffelijk punt kan beschouwen, wordt genoemd de dichtheid van het lichaam in dit punt.

Indien van een lichaam de gemiddelde dichtheid van eenig volumedeel, hoe klein ook genomen, dezelfde waarde heeft, zegt men dat het lichaam standvastige dichtheid heeft of dat het homogeen is.

36. Soortelijke massa. Uit de ervaring van het dagelijksch leven weet men dat er lichamen zijn, die geheel overeenkomstige eigenschappen bezitten; men zegt dat die lichamen van dezelfde stof zijn. Twee stukken koper bijv. vertoonen dezelfde eigenschappen. Een stuk koper nu mogen wij in den regel beschouwen als te hebben een standvastige dichtheid. De dichtheid van het eene stuk koper is dezelfde als die van het andere, wanneer de beide stukken dezelfde bewerking hebben ondergaan. Dit heeft aanleiding gegeven tot de invoering van het begrip soortelijke massa van een stof. Onder de soortelijke massa van een stof verstaat men de massa van 1 cm³. van die stof. Dikwijls moet men de bewerking vermelden, die een lichaam van die stof heeft ondergaan. Zoo spreekt men van de soortelijke massa van gegoten koper; van de soortelijke massa van geslagen koper enz. De

soortelijke massa van gegoten platina is bijv. 21,5 gram; de soortelijke massa van lood 11,4 gram.

Als de soortelijke massa van een stof is s gram, dan heeft een lichaam van die stof een dichtheid van s eenheden.

37. Krachten werkende op verschillende punten van een lichaam.

De kracht, die op een punt P_1 van een lichaam werkt, is de resultante van de krachten, waarmede de andere punten P van het lichaam er op werken, en van de krachten, die het gevolg zijn van den invloed op P_1 uitgeoefend door stoffelijke punten buiten het lichaam. Eerstgenoemde krachten worden de inwendige krachten genoemd; de laatstgenoemde de uitwendige.

Omtrent de kracht, werkende tusschen de op kleinen afstand van elkander gelegen punten P_1 en P_2 van een lichaam, heeft men tot heden geen vruchtbare hypothese kunnen stellen. Wij nemen alleen aan dat de kracht, waarmede P_2 werkt op P_1 , de richting heeft van de lijn, die P_1 met P_2 verbindt, en wel naar omstandigheden of de richting van P_1 naar P_2 of die van P_2 naar P_1 ; dat deze kracht even groot is als die, waarmede P_1 op P_2 werkt, maar van tegengestelde richting; eindelijk voor de in dit hoofdstuk behandelde gevallen, dat de inwendige krachten op P_1 werkende, altijd zoodanig zijn, dat zij met de uitwendige krachten een resultante opleveren bestaanbaar met de gestelde voorwaarde, de voorwaarde namelijk dat de onderlinge afstanden der punten onveranderlijk zijn.

Dit aannemende kan men de beweging van een lichaam bepalen, wanneer ondersteld wordt dat op de punten P_1 , P_2 enz. van het lichaam uitwendige krachten werken, die in richting en grootte gegeven zijn, en wanneer de bewegingstoestand van elk der punten op zeker oogenblik bekend is. Dit vraagstuk is intusschen niet zonder hulp van hoogere wiskunde op te lossen.

Door beschouwingen, die ons hier te ver zouden voeren en die wij daarom weglaten, kan men het volgende aantoonen.

Als op een punt P_1 van een lichaam een uitwendige kracht Q werkt langs de lijn AB ; als P_2 een punt is ook tot het lichaam behoorende en gelegen op de lijn AB ; dan is de beweging die het lichaam onder de inwerking van de kracht Q verkrijgt dezelfde als die welke het lichaam zou verkrijgen,

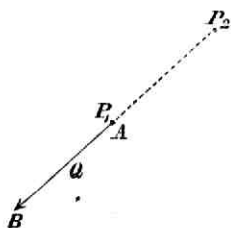


Fig. 17.

indien op P_1 geen kracht werkte, en op P_2 een kracht Q' langs de lijn AB in dezelfde richting als Q , mits Q' even groot is als Q . Dit blijft waar, ook als op andere punten P van het lichaam uitwendige krachten werken.

Hiermede hangt het volgende samen: Indien op de punten P_1 en P_2 resp. de uitwendige krachten Q_1 en Q_2 werken langs de lijn, welke P_1 en P_2 verbindt, in onderling tegengestelde richtingen, terwijl Q_1 en Q_2 even groot zijn, dan is de beweging van het lichaam geheel dezelfde, als wanneer de krachten Q_1 en Q_2 er niet op werkten. Zooals men gewoon is het uit te drukken, de krachten Q_1 en Q_2 heffen dan elkanders uitwerking op.

Fig. 18.

In deze laatste uitkomst ligt de eerstgenoemde opgesloten. Indien toch op een punt P_1 de kracht Q_1 werkt langs de lijn AB ; indien P_2 een punt is gelegen op de lijn AB ; zoo is het duidelijk dat de beweging van het lichaam geen verandering zal ondergaan, wanneer door den invloed van punten buiten het lichaam op P_2 nog twee krachten gaan werken Q_2 en Q' beide langs de lijn AB in onderling tegengestelde richtingen, mits Q_2 even groot is als Q' . Dan toch is de resultante van Q_2 en Q' nul. De werking van de kracht Q_1 is dus dezelfde als die van de krachten Q_1 , Q_2 en Q' samen. Maar indien Q_1 en Q_2 even groot zijn, heffen zij elkanders werking op. De werking van Q_1 , Q_2 en Q' is dan dezelfde als die van Q' alleen. Hieruit volgt dat de werking van Q_1 alleen dezelfde is als die van Q' alleen.

Fig. 19.

Men kan zich voorstellen dat de meetkundige punten, die bepaald zijn door hun afstanden tot de stoffelijke punten van een lichaam, aan de beweging van het lichaam deelnemen. Wij hebben gezien dat de uitwendige kracht Q , werkende op het punt P_1 , denzelfden invloed uitoefent als de kracht Q' , werkende op eenig stoffelijk punt van het lichaam gelegen op de lijn AB , mits Q' even groot is als Q en dezelfde richting heeft. De invloed van de kracht Q hangt dus, behalve van haar grootte en van haar richting, alleen af van de lijn waarlangs zij werkt,

R , welke voorgesteld moge worden door de lijn EH . De kracht R aangrijpende in E , zou dus denzelfden invloed hebben op de beweging van het lichaam als de krachten Q_1 en Q_2 resp. aangrijpende in P_1 en P_2 te zamen. Men zou, wat de uitwerking op de beweging van het lichaam betreft, de krachten Q_1 en Q_2 mogen vervangen door de kracht R .

De kracht R , wier werking die der krachten Q_1 en Q_2 kan vervangen, noemen wij de vervangende van de krachten Q_1 en Q_2 .

Natuurlijk kan men de kracht R vervangen door de kracht R' , aangrijpende in enig punt van de lijn EH , mits R' dezelfde grootte en dezelfde richting heeft als R .

Indien op de punten P_1 , P_2 en P_3 van een lichaam resp. de krachten Q_1 , Q_2 en Q_3 werken langs lijnen, die alle in hetzelfde vlak liggen, dan kan men Q_1 en Q_2 vervangen door een kracht R_1 , en vervolgens R_1 en Q_3 door de kracht R_2 ; R_2 is dan de vervangende van de krachten Q_1 , Q_2 en Q_3 . Het is mogelijk dat de vervangende nul is.

Wanneer de krachten Q_1 en Q_2 , aangrijpende resp. in de punten P_1 en P_2 , langs lijnen werken, die niet in hetzelfde vlak liggen, is er geen kracht te vinden, die Q_1 en Q_2 vervangen kan; Q_1 en Q_2 hebben dan geen vervangende.

39. Vervanging van krachten, die langs onderling evenwijdige lijnen in dezelfde richting werken. Wanneer op de punten P_1 en P_2 van een lichaam resp. werken de uitwendige krachten Q_1 en Q_2 langs onderling evenwijdige lijnen en in dezelfde richting, hebben ook dan Q_1 en Q_2 een vervangende? De lijnen, waarlangs Q_1 en Q_2 werken, snijden elkander niet; op de wijze als in de vorige paragraaf kunnen wij niet tot een vervangende komen.

Indien op de punten P_1 en P_2 behalve de krachten Q_1 en Q_2 nog de uitwendige krachten S_1 en S_2 werkten

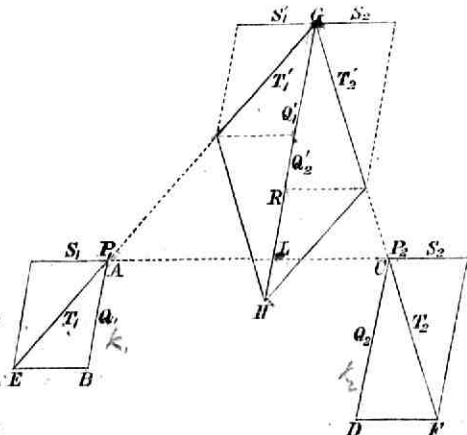


Fig. 21.

krachten Q_1 en Q_2 nog de uitwendige krachten S_1 en S_2 werkten

langs de lijn AC , die P_1 en P_2 verbindt, terwijl S_1 en S_2 onderling even groot zijn en onderling tegengestelde richtingen hebben, dan zou de beweging van het lichaam dezelfde zijn, als nu alleen Q_1 en Q_2 er op werken. De uitwerking van de vier krachten Q_1 , S_1 , Q_2 en S_2 is dus dezelfde als die van de twee krachten Q_1 en Q_2 . De krachten Q_1 en S_1 zouden wij kunnen samenstellen tot de resultante T_1 ; de krachten Q_2 en S_2 tot de resultante T_2 . De krachten T_1 en T_2 hebben dus dezelfde uitwerking als de krachten Q_1 en Q_2 . Van de krachten T_1 en T_2 kunnen wij een vervangende vinden, want de lijnen waarlangs zij werken liggen in hetzelfde vlak en ontmoeten elkander in een punt G . De vervangende van T_1 en T_2 , dat is de kracht die T_1 en T_2 in haar invloed op de beweging van het lichaam kan vervangen, is natuurlijk ook de vervangende van Q_1 en Q_2 . Zoo zien wij dat Q_1 en Q_2 werkelijk een vervangende hebben.

De krachten T'_1 en T'_2 aangrijpende in G hebben dezelfde uitwerking als T_1 en T_2 , wanneer T'_1 dezelfde grootte en richting heeft als T_1 , en T'_2 dezelfde grootte en richting heeft als T_2 . Wij kunnen de resultante van T'_1 en T'_2 en dus de vervangende van T_1 en T_2 vinden door een parallellogram te beschrijven op de lijnen welke T'_1 en T'_2 voorstellen. De diagonaal GH van dat parallellogram stelt de kracht R voor, die de gezochte resultante is. Maar ook op de volgende wijze kunnen wij te werk gaan. Wij kunnen de kracht T'_1 beschouwen als de resultante van de krachten S'_1 en Q'_1 , terwijl S'_1 dezelfde richting en grootte heeft als S_1 , en Q'_1 dezelfde richting en grootte als Q_1 . Evenzoo de kracht T'_2 als de resultante van de krachten S'_2 en Q'_2 , terwijl S'_2 dezelfde richting en grootte heeft als S_2 , en Q'_2 dezelfde richting en grootte als Q_2 . R is dan ook de resultante van de vier krachten S'_1 , Q'_1 , S'_2 en Q'_2 . Maar de resultante van S'_1 en S'_2 is nul. R is dus de resultante van de krachten Q'_1 en Q'_2 .

Deze krachten werken langs dezelfde lijn in dezelfde richting; de kracht R werkt dus ook langs die lijn in diezelfde richting, terwijl zij in grootte gelijk is aan de som van Q'_1 en Q'_2 of van Q_1 en Q_2 .

Wij zien dus dat de vervangende van de krachten Q_1 en Q_2 aangrijpende resp. in de punten P_1 en P_2 een kracht is, die dezelfde richting heeft als de krachten Q_1 en Q_2 en in grootte gelijk is aan de som van Q_1 en Q_2 .

De lijn waarlangs de kracht R werkt, snijdt de lijn AC in een punt dat wij L noemen. Indien de kracht Q_1 , groot k_1 dynamen,

voorgesteld wordt door de lijn AB , de kracht Q_1 , groot k_1 dynamen, door de lijn CD , de kracht T_1 door de lijn AE , de kracht T_2 door de lijn CF , zoo heeft men dat de driehoek AGL gelijkvormig is met den driehoek EAB , en de driehoek CGL met den driehoek FCD . Men weet toch dat de lijn GH evenwijdig is met de lijnen AB en CD en de lijn AC evenwijdig met EB en DF . Men heeft dus:

$$\frac{AL}{GL} = \frac{EB}{AB} \text{ en } \frac{CL}{GL} = \frac{FD}{CD}.$$

Daar

$$\begin{aligned} EB &= FD, \\ AB \cdot AL &= CD \cdot CL. \end{aligned}$$

of

$$k_1 \cdot AL = k_2 \cdot CL.$$

Houden wij in het oog dat $AL + CL = AC$, zoo vinden wij:

$$AL = \frac{k_2}{k_1 + k_2} \cdot AC.$$

en

$$CL = \frac{k_1}{k_1 + k_2} \cdot AC.$$

De plaats van het punt L , dat wil zeggen van het snijpunt van de lijn waarlangs de vervangende werkt met de lijn die de aangrijpingspunten der krachten verbindt, is bekend als men AL of CL kent. Men weet dat L gelegen is tusschen A en C .

Bovenstaande vergelijkingen doen zien, dat de plaats van het punt L onafhankelijk is van de richting der krachten en alleen afhangt van haar grootten en van de plaats der aangrijpingspunten P_1 en P_2 . Men noemt dit punt L het middelpunt van de krachten Q_1 en Q_2 . Wanneer dus de krachten, werkende op P_1 en P_2 , van richting veranderen, maar dezelfde grootten behouden en langs onderling evenwijdige lijnen blijven werken, dan zal de lijn waarlangs de vervangende werkt, steeds door het punt L gaan.

Men kan elk punt van de lijn GH als aangrijpingspunt beschouwen van de vervangende van Q_1 en Q_2 . Dikwijls is het gemakkelijk het middelpunt der krachten Q_1 en Q_2 als aangrijpingspunt dier vervangende aan te nemen.

Als op de punten P_1 , P_2 en P_3 van een lichaam resp. de krachten Q_1 , Q_2 en Q_3 werken langs onderling evenwijdige lijnen in dezelfde richting, dan moge R_1 de vervangende zijn van Q_1 en Q_2 en aangrijpen in L_1 , het middelpunt van Q_1 en Q_2 . Wij kunnen nu van R_1 en Q_3 de vervangende zoeken; zij deze R_2 en

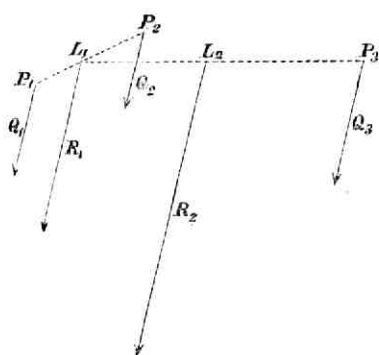


Fig. 22.

lijnen blijven werken, blijft L_1 het snijpunt van de lijn, waarlangs de vervangende van Q_1 en Q_2 werkt, met de lijn die P_1 en P_2 verbindt. Evenzoo blijft L_2 het snijpunt van de lijn waarlangs de vervangende van R_1 , aangrijpende in L_1 , en Q_3 werkt, met de lijn die L_1 en P_3 verbindt. Wat dus de richting der krachten Q_1 , Q_2 en Q_3 moge zijn, de vervangende van Q_1 , Q_2 en Q_3 werkt langs een lijn die door L_2 gaat. L_2 is dus het middelpunt van de krachten Q_1 , Q_2 en Q_3 .

Het is in het geheel niet noodig, om van dergelijke krachten een vervangende te kunnen vinden, dat zij langs lijnen werken die in hetzelfde vlak gelegen zijn. In het algemeen, wanneer op de verschillende punten P_1 , P_2 enz. van een lichaam resp. de krachten Q_1 , Q_2 enz. werken langs onderling evenwijdige lijnen in dezelfde richting, kan men een vervangende van die krachten vinden, waarvan de richting dezelfde is als die der krachten, en waarvan de grootte gelijk is aan de som der krachten. Ook bestaat er steeds een middelpunt van die krachten Q_1 , Q_2 enz., dat wil zeggen, er bestaat een punt, waardoor de lijn gaat langs welke de vervangende werkt, wat ook de richting der krachten moge zijn.

40. Vervanging van krachten, die langs onderling evenwijdige lijnen in onderling tegengestelde richtingen werken. Wanneer op de punten P_1 en P_2 van een lichaam resp. de uitwendige krachten Q_1 en Q_2 , groot k_1 en k_2 dynamen werken, voorgesteld door de lijnen AB en CD , en wel langs onderling evenwijdige lijnen in onderling tegengestelde richtingen, zoo kan men in het algemeen ook voor deze krachten een vervangende vinden.

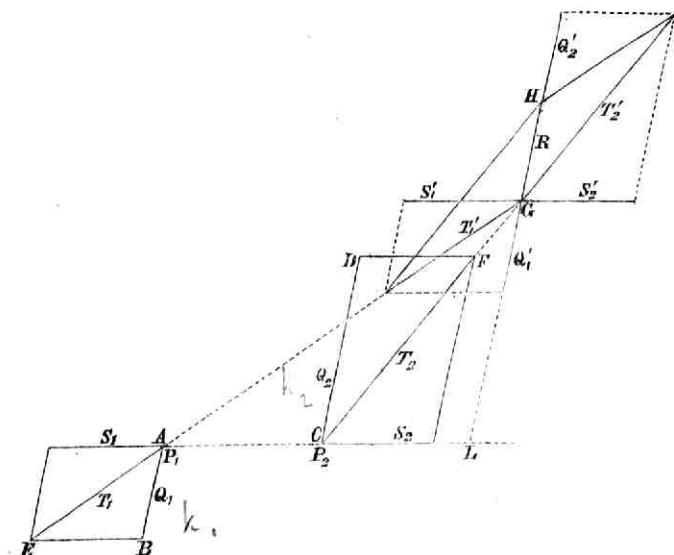


Fig. 23.

Indien resp. op de punten P_1 en P_2 , behalve de krachten Q_1 en Q_2 , nog werkten de uitwendige krachten S_1 en S_2 langs de lijn AC , terwijl S_1 en S_2 even groot zijn en onderling tegengestelde richtingen hebben, zou de beweging dezelfde zijn als nu alleen Q_1 en Q_2 er op werken. De invloed van de vier krachten Q_1 , S_1 , Q_2 en S_2 is dezelfde als die van de twee krachten Q_1 en Q_2 . Maar wij zouden de krachten Q_1 en S_1 kunnen samenstellen tot de resultante T_1 , en de krachten Q_2 en S_2 tot de resultante T_2 .

De krachten T_1 en T_2 zouden dus denzelfden invloed op de beweging van het lichaam hebben als de krachten Q_1 en Q_2 . De krachten T_1 en T_2 hebben een vervangende, want zij werken langs lijnen, die in hetzelfde vlak zijn gelegen en elkander snijden in een punt G . Alleen in een bijzonder geval, dat wij later afzonderlijk bespreken, snijden die lijnen elkander niet; dit heeft plaats wanneer Q_1 in grootte gelijk is aan Q_2 .

De vervangende van T_1 en T_2 is natuurlijk ook de vervangende van Q_1 en Q_2 ; hieruit volgt dat Q_1 en Q_2 in het algemeen een vervangende hebben.

De krachten T'_1 en T'_2 , aangrijpende in G , hebben denzelfden invloed op de beweging van het lichaam als de krachten T_1 en T_2 , resp. aangrijpende in P_1 en P_2 , mits T'_1 dezelfde richting en grootte heeft als T_1 , en T'_2 dezelfde richting en grootte als T_2 .

De resultante R van T_1 en T_2 , en dus de vervangende van T_1 en T_2 of van Q_1 en Q_2 , kunnen wij bepalen door een parallelogram te beschrijven op de lijnen welke T_1 en T_2 voorstellen. De diagonaal HG van dit parallelogram stelt R voor.

Wij kunnen intusschen ook op de volgende wijze te werk gaan. De kracht T_1 kan beschouwd worden als de resultante van twee krachten S'_1 en Q'_1 , terwijl S'_1 dezelfde grootte en richting heeft als S_1 , en Q'_1 dezelfde grootte en richting heeft als Q_1 . De kracht T_2 kan beschouwd worden als de resultante van twee krachten S'_2 en Q'_2 , terwijl S'_2 dezelfde grootte en richting heeft als S_2 , en Q'_2 dezelfde grootte en richting als Q_2 . R is dan ook de resultante van de vier krachten S'_1 , Q'_1 , S'_2 en Q'_2 . Maar de resultante van S'_1 en S'_2 is nul. R is dus de resultante van Q'_1 en Q'_2 . Daar Q'_1 en Q'_2 langs dezelfde lijn werken in onderling tegengestelde richtingen, zal R de richting hebben der grootste kracht en in grootte gelijk zijn aan het verschil van Q'_1 en Q'_2 .

De vervangende R van de krachten Q_1 en Q_2 werkt dus langs een lijn evenwijdig met die, waarlangs Q_1 en Q_2 werken, en wel in de richting van de grootste kracht; in grootte is zij gelijk aan het verschil van Q_1 en Q_2 . De lijn GH , waarlangs R werkt, snijdt de lijn AC in een punt L , dat niet tusschen A en C ligt, maar buiten het stuk AC aan den kant van het aangrijpingspunt der grootste kracht.

Wanneer de krachten T_1 en T_2 voorgesteld worden door de lijnen AE en CF , dan is driehoek AGL gelijkvormig met driehoek EAB , en evenzoo driehoek CGL gelijkvormig met driehoek FCD . De lijn GL toch is evenwijdig met de lijnen AB en CD , en de lijn AC met de lijnen BE en DF . Hieruit volgt:

$$\frac{AL}{GL} = \frac{EB}{AB} \text{ en } \frac{CL}{GL} = \frac{DF}{CD}$$

Daar $EB = DF$, is

$$AB \cdot AL = CD \cdot CL,$$

of

$$k_1 \cdot AL = k_2 \cdot CL.$$

Daar in het geval van figuur 23 $Q_2 > Q_1$ en $AC = AL - CL$, vindt men:

$$AL = \frac{k_2}{k_2 - k_1} \cdot AC \dots \dots \dots (1)$$

$$CL = \frac{k_1}{k_2 - k_1} \cdot AC \dots \dots \dots (2)$$

De plaats van het punt L is volkomen bekend als men AL of CL kent. Blijkens de bovenstaande vergelijkingen hangt de plaats van L dus alleen af van de grootten der krachten en van de plaatsen der aangrijpingspunten P_1 en P_2 , maar is onafhankelijk van de richtingen der krachten Q_1 en Q_2 . Indien dus de krachten welke op P_1 en P_2 werken, van richting veranderen, maar dezelfde grootten behouden en langs onderling evenwijdige lijnen in onderling tegengestelde richtingen blijven werken, dan ligt L steeds op de lijn, waarlangs de vervangende dier krachten werkt. L is daarom het middelpunt van de krachten Q_1 en Q_2 .

De vergelijkingen (1) en (2) geven geen bepaalde waarden voor AL en CL , indien $Q_1 = Q_2$ is. Dit geval behandelen wij afzonderlijk.

41. Momentenvergelijking. Wanneer op de punten P_1 en P_2 van een lichaam resp. de krachten Q_1 en Q_2 werken langs lijnen die in hetzelfde vlak liggen en elkander in E snijden (zie figuur 20), dan is de invloed van deze krachten op de beweging van het lichaam dezelfde als die van de krachten Q'_1 en Q'_2 , aangrijpende in E , mits Q'_1 dezelfde grootte en richting heeft als Q_1 , en Q'_2 dezelfde grootte en richting als Q_2 . R moge de resultante zijn van Q'_1 en Q'_2 en dus de vervangende van Q_1 en Q_2 .

Als O een punt is, gelegen in het vlak waarin Q_1 en Q_2 werken, zoo is het moment van R ten opzichte van O gelijk aan de som van de momenten van Q'_1 en Q'_2 ten opzichte van O . Daar het moment van een kracht ten opzichte van een punt O afhangt van de grootte der kracht en van den afstand van O tot de lijn waarlangs de kracht werkt, is het moment van Q'_1 ten opzichte van O hetzelfde als dat van Q_1 ten opzichte van O ; evenzoo is het moment van Q'_2 ten opzichte van O hetzelfde als dat van Q_2 ten opzichte van O . Hieruit volgt, dat het moment van R ten opzichte van O gelijk is aan de som der momenten van Q_1 en Q_2 ten opzichte van O . Het moment van de vervangende van twee krachten ten opzichte van eenig punt, gelegen in het vlak waarin de krachten werken, is dus gelijk aan de som van de momenten dier krachten ten opzichte van hetzelfde punt.

Ook wanneer op verschillende punten P_1 , P_2 enz. van een lichaam resp. de krachten Q_1 , Q_2 enz. werken, mits langs lijnen die in hetzelfde vlak gelegen en niet evenwijdig zijn, is het moment van de vervangende der krachten Q ten opzichte van eenig punt in dat vlak gelijk aan de som van de momenten dier krachten ten opzichte van datzelfde punt. De vergelijking welke men hieruit

kan afleiden wordt de momentenvergelijking genoemd. Als in het beschouwde geval de som van de momenten der krachten ten opzichte van een punt O nul is, dan is òf de vervangende nul, òf het punt O gelegen op de lijn, waarlangs de vervangende werkt.

Wanneer op de punten P_1 en P_2 van een lichaam resp. de krachten Q_1 en Q_2 werken langs onderling evenwijdige lijnen in dezelfde richting, is ook het moment van de vervangende ten opzichte van eenig punt gelegen in het vlak waarin Q_1 en Q_2 werken, gelijk aan de som van de momenten dier krachten ten opzichte van dat punt. In het geval van figuur 21 toch is het moment van R ten opzichte van zulk een punt O gelijk aan de som der momenten van T'_1 en T'_2 , en ook gelijk aan de som der momenten van T_1 en T_2 ten opzichte van O . Maar het moment van T_1 is gelijk aan de som der momenten van S_1 en Q_1 ; het moment van T_2 is gelijk aan de som der momenten van S_2 en Q_2 . Het moment van R ten opzichte van O is dus gelijk aan de som der momenten van S_1 , Q_1 , S_2 en Q_2 ten opzichte van O . Maar de som der momenten van S_1 en S_2 ten opzichte van O is nul. Hieruit volgt dat het moment van R ten opzichte van O gelijk is aan de som der momenten van Q_1 en Q_2 ten opzichte van O . Is de som der momenten van Q_1 en Q_2 ten opzichte van eenig punt O nul, dan ligt O op de lijn, waarlangs de vervangende werkt.

Wanneer op de punten P_1 en P_2 van een lichaam resp. de krachten Q_1 en Q_2 werken langs onderling evenwijdige lijnen in onderling tegengestelde richtingen, dan kan men gemakkelijk bewijzen, dat ook in dit geval het moment der vervangende ten opzichte van een punt in het vlak gelegen waarin Q_1 en Q_2 werken, gelijk is aan de som der momenten van Q_1 en Q_2 . Alleen als Q_1 en Q_2 even groot zijn is er geen vervangende en kan men niet spreken van het moment der vervangende ten opzichte van een punt.

In het algemeen, als op de punten P_1 , P_2 enz. van een lichaam resp. de krachten Q_1 , Q_2 enz. werken langs lijnen die in eenzelfde vlak liggen, dan is het moment der vervangende ten opzichte van eenig punt in dat vlak gelijk aan de som van de momenten dier krachten. Is de som van de momenten der krachten ten opzichte van zulk een punt O nul, dan is òf de vervangende nul òf het punt O gelegen op de lijn, waarlangs de vervangende werkt.

42. **Koppel.** Wanneer op de punten P_1 en P_2 van een lichaam resp. de krachten Q_1 en Q_2 werken langs onderling evenwijdige lijnen in onderling tegengestelde richtingen, en Q_1 is even groot als Q_2 , dan kunnen wij van Q_1 en Q_2 geen vervangende vinden. Wel is de invloed, dien Q_1 en Q_2 op de beweging uitoefenen, dezelfde als die welke uitgeoefend zou worden, indien op P_1 en P_2 behalve de krachten Q_1 en Q_2 nog resp. de krachten S_1 en S_2 werkten langs de lijn die P_1 en P_2 verbindt, terwijl de grootte van S_1 dezelfde is als die van S_2 , en de richting van S_1 tegengesteld is aan die van S_2 . Als T_1 de resultante is van S_1 en Q_1 , en T_2 de resultante van S_2 en Q_2 , zoo zal wel de werking van T_1 en T_2 dezelfde zijn als die van Q_1 en Q_2 . Maar in het beschouwde geval zijn T_1 en T_2 even groot en werken langs onderling evenwijdige lijnen, zoodat geen snijpunt bestaat van de lijnen, waarlangs T_1 en T_2 werken.

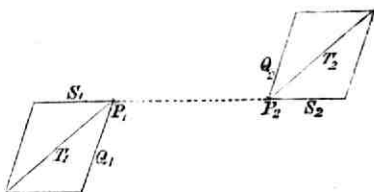


Fig. 24.

Een dergelijk stel krachten Q_1 en Q_2 , welke resp. op de punten P_1 en P_2 van een lichaam aangrijpen, even groot zijn en langs onderling evenwijdige lijnen in onderling tegengestelde richtingen werken, noemt men een koppel. Het vlak waarin de krachten werken, heet het koppelvlak. De afstand van de lijnen, waarlangs de krachten Q_1 en Q_2 van een koppel werken, heet de arm van het koppel.

Het moment van een koppel wordt beoordeeld naar de grootte der krachten die het koppel vormen en naar den arm. Het wordt evenredig gesteld met de grootte der krachten en met den arm. Is elk der krachten k dynamen groot en is de arm l cm., dan is het koppelmoment:

$$M = f \cdot k \cdot l.$$

Wordt als eenheid van koppelmoment aangenomen het moment van een koppel, waarvan elk der krachten 1 dynaam is en dat een arm van 1 cm. heeft, dan wordt $f = 1$ en

$$M = k \cdot l.$$

Ter vereenvoudiging van sommige beschouwingen kennen wij aan het moment van een koppel een teeken toe. Indien de krachten die het koppel vormen, aan het koppelvlak een draaiing trachten te geven in den zin van den horlogewijzer, dan noemt men het koppelmoment positief; trachten zij het koppelvlak te

doen draaien in den zin tegengesteld aan dien van den horloge-wijzer, dan noemt men het koppelmoment negatief. Natuurlijk hangt dan het teeken van een gegeven koppel nog af van de plaats, welke men zich voorstelt in te nemen. Met de voeten in het koppelvlak staande, kan men zich met het hoofd òf naar de eene zijde òf naar de andere zijde van het vlak gericht denken.

43. Vervanging van koppels. Wanneer de krachten Q_1 en Q_2 , resp. voorgesteld door de lijnen AB en CD en werkende op de punten P_1 en P_2 van een lichaam, een koppel vormen, zoo is de uitwerking daarvan op de beweging van het lichaam dezelfde, als die van het koppel gevormd door de krachten Q'_1 en Q'_2 , indien Q'_1 aangrijpt op een punt E gelegen op de lijn AB en dezelfde grootte en richting heeft als Q_1 ; en indien Q'_2 aangrijpt op een punt F gelegen op de lijn CD en dezelfde grootte en richting heeft als Q_2 . Het is duidelijk dat het koppelmoment van Q'_1 en Q'_2 hetzelfde is als dat van Q_1 en Q_2 . Wij merken nog op dat het aantal eenheden van het koppelmoment van Q_1 en Q_2 gelijk is aan het aantal eenheden van het moment van Q_1 ten opzichte van eenig punt gelegen op de lijn waarlangs Q_2 werkt.

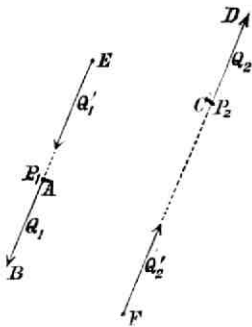


Fig. 25.

de lijn waarlangs Q_2 werkt.

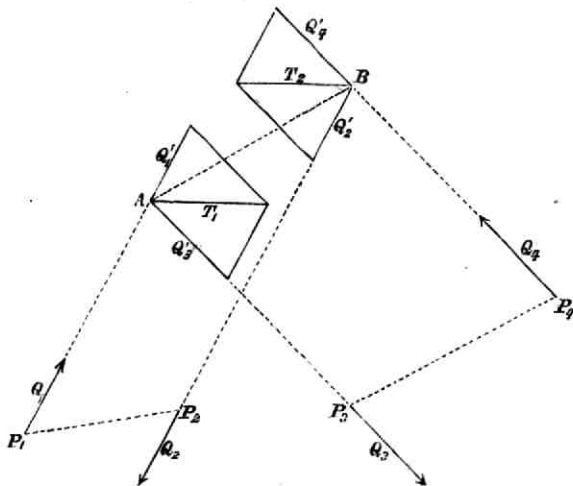


Fig. 26.

Als op de punten P_1 en P_2 van een lichaam resp. de krachten Q_1 en Q_2 werken en deze een koppel vormen; als op de punten P_3 en P_4 resp. de krachten Q_3 en Q_4 werken en deze eveneens een koppel vormen; alseindelijk het

koppelvlak van Q_1 en Q_2 hetzelfde is als dat van Q_3 en Q_4 , dan kan men een koppel vinden, dat op de beweging van het lichaam denzelfden invloed heeft, als het koppel Q_1 en Q_2 en het koppel Q_3 en Q_4 te zamen.

Laat A het snijpunt zijn van de lijnen waarlangs Q_1 en Q_3 werken, en T_1 aangrijpende in A de vervangende van Q_1 en Q_3 ; laat B het snijpunt zijn van de lijnen waarlangs Q_2 en Q_4 werken en T_2 in B aangrijpende de vervangende van Q_2 en Q_4 . Uit de constructie, waardoor men gekomen is tot de lijnen die T_1 en T_2 voorstellen, kan men gemakkelijk aantonen dat T_1 en T_2 een koppel vormen. De kracht T_1 kan in haar uitwerking de krachten Q_1 en Q_3 vervangen; de kracht T_2 de krachten Q_2 en Q_4 ; dus de krachten T_1 en T_2 te zamen de vier krachten Q_1 , Q_2 , Q_3 en Q_4 . Het koppel T_1 en T_2 heeft dus denzelfden invloed op de beweging van het lichaam als het koppel Q_1 en Q_2 en het koppel Q_3 en Q_4 te zamen. Het koppel T_1 en T_2 noemen wij het vervangend koppel van het koppel Q_1 en Q_2 en het koppel Q_3 en Q_4 .

Daar T_1 de vervangende is van Q_1 en Q_3 , is het moment van T_1 ten opzichte van het punt B gelijk aan de som der momenten van Q_1 en Q_3 ten opzichte van B . Nu is hierboven opgemerkt dat de koppelmomenten van de koppels T_1 en T_2 , Q_1 en Q_2 , Q_3 en Q_4 resp. evenveel eenheden groot zijn, als de momenten van T_1 , van Q_1 en van Q_3 ten opzichte van het punt B . Is dus het aantal eenheden van de genoemde drie koppelmomenten resp. M , M_1 en M_2 , dan heeft men:

$$M = M_1 + M_2.$$

Het moment van het vervangend koppel is derhalve gelijk aan de som van de momenten der gegeven koppels. Dit geldt voor alle gevallen waarbij de gegeven koppels in hetzelfde vlak werken, ook als er meer dan twee zijn.

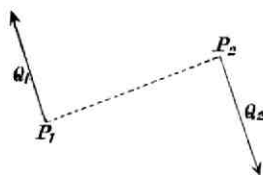
Het zou kunnen gebeuren dat de krachten T_1 en T_2 werkten langs dezelfde lijn. In dit geval heffen zij elkanders werking op en doen dit dus ook de krachten Q_1 , Q_2 , Q_3 en Q_4 . Als dit zoo is moet het koppelmoment van T_1 en T_2 nul zijn en dus

$$0 = M_1 + M_2.$$

Indien op vier punten van een lichaam krachten werken, alle in hetzelfde vlak, die twee koppels vormen, en de som van de momenten dier koppels is nul, dan wordt de invloed van het

eene koppel op de beweging van het lichaam opgeheven door dien van het andere koppel. Indien op verschillende punten van een lichaam krachten werken, alle in hetzelfde vlak, die drie of meer koppels vormen, en de som van de momenten dier koppels is nul, zoo heffen die koppels elkanders uitwerking op.

Laat ons onderstellen dat op de punten P_1 en P_2 van een lichaam resp. werken de krachten Q_1 en Q_2 ; dat deze krachten een koppel vormen; dat zij groot zijn k dynamen en dat het koppel een arm heeft van l cm.; dat P_3 en P_4 punten zijn, gelegen in het koppelvlak van Q_1 en Q_2 . De invloed dien de krachten Q_1 en Q_2 op de beweging van het lichaam hebben, is dezelfde als die van de krachten Q_1 , Q_2 , Q_3 , Q'_3 , Q_4 en Q'_4 te samen, wanneer



namelijk Q_3 en Q'_3 krachten zijn aangrijpende in P_3 , die langs dezelfde lijn werken in onderling tegengestelde richtingen, en even groot zijn; en wanneer Q_4 en Q'_4 krachten zijn aangrijpende in P_4 , die langs dezelfde lijn werken in onderling tegengestelde richtingen, en even groot zijn. Wij onderstellen dat de krachten Q_3 en Q_4 zoo gekozen zijn, dat zij een koppel vormen; dan zullen ook de krachten Q'_3 en Q'_4 een koppel vormen. Verder onderstellen wij, als de afstand der lijnen waarlangs Q_3 en Q_4 werken l' cm. bedraagt en als k'

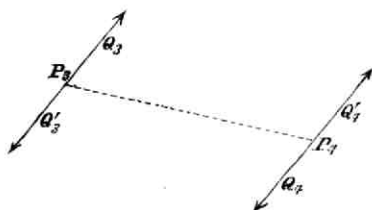


Fig. 27.

dynamen de grootte der krachten Q_3 , Q'_3 , Q_4 en Q'_4 is, dat k' zoodanig gekozen is, dat

$$k' l' = k l.$$

De zes krachten Q_1 , Q_2 , Q_3 , Q_4 , Q'_3 en Q'_4 vormen drie koppels; de uitwerking hiervan is dezelfde als die van het koppel Q_1 en Q_2 alleen. Daar $+kl$ het moment van het koppel Q_1 en Q_2 en $-k'l'$ of $-kl$ het moment van het koppel Q'_3 en Q'_4 is, zoo heft de werking van het koppel Q'_3 en Q'_4 die van het koppel Q_1 en Q_2 op. De invloed van de drie koppels te samen is dus dezelfde als die van het koppel Q_3 en Q_4 alleen. Hieruit volgt dat de invloed van het koppel Q_1 en Q_2 op de beweging van het lichaam dezelfde is, als die van het koppel Q_3

en Q_1 . Van het koppel Q_3 en Q_1 weten wij alleen, dat het in hetzelfde vlak werkt en hetzelfde moment heeft als het koppel Q_1 en Q_2 . Hieruit kan men opmaken, dat men elk koppel in zijn uitwerking op de beweging van een lichaam vervangen kan door een ander koppel, mits dit hetzelfde moment heeft en in hetzelfde vlak werkt als het eerste.

De invloed, welken een koppel heeft op de beweging van een lichaam, hangt dus alleen af van zijn moment en van zijn koppelvlak; die invloed is niet afhankelijk van de plaats der aangrijpingspunten van de krachten.

Men kan aantonen dat men een koppel Q_1 en Q_2 ook vervangen mag door een ander koppel Q'_1 en Q'_2 , werkend in een vlak evenwijdig met het vlak van Q_1 en Q_2 , mits het koppel Q'_1 en Q'_2 hetzelfde moment heeft als het koppel Q_1 en Q_2 .

Ook kan bewezen worden, dat van twee of meer koppels, die niet in hetzelfde vlak of in onderling evenwijdige vlakken werken, altijd een vervangend koppel te vinden is. Maar het bewijs hiervan zou ons te ver voeren.

44. Vervanging van willekeurige krachten, op verschillende punten van een lichaam werkende. Op de punten P_1, P_2, P_3

enz. van een lichaam mogen resp. de uitwendige krachten Q_1, Q_2, Q_3 enz. werken langs lijnen die ten opzichte van elkander willekeurig gelegen zijn. Als A een meetkundig punt is, dat beschouwd wordt aan de beweging van het lichaam deel te nemen, dan zal de beweging van het lichaam geen wijziging ondergaan zoo bovendien

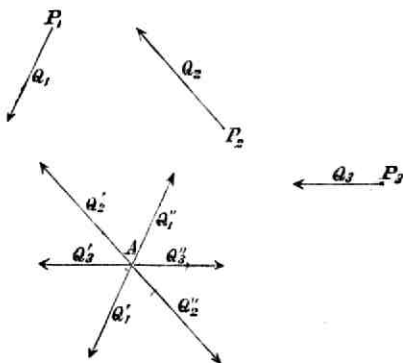


Fig. 28.

op A werken de krachten Q'_1 en Q''_1 , langs een lijn evenwijdig met de lijn waarlangs Q_1 werkt, terwijl Q'_1 dezelfde richting heeft als Q_1 en Q''_1 een richting tegengesteld aan die van Q_1 ; daarbij wordt ondersteld, dat de grootte van Q'_1 gelijk is aan die van Q'_1 , en die van Q_1 . Evenmin zal de beweging van het lichaam verandering ondergaan als nog op A werken de krachten Q'_2 en Q''_2 ; de krachten Q'_3 en Q''_3 enz.; terwijl Q'_2 dezelfde richting

en grootte heeft als Q_2 , Q'_2 dezelfde grootte als Q_2 , maar een richting tegengesteld aan die van Q_2 ; enz.

De werking van de n krachten $Q_1, Q_2 \dots Q_n$ is dus dezelfde als die van de $3n$ krachten $Q_1, Q'_1, Q''_1 \dots Q_n, Q'_n, Q''_n$.

De krachten Q_i en Q'_i vormen een koppel evenals de krachten Q_2 en Q'_2 . De $3n$ krachten bestaan dus uit n koppels en bovendien uit n krachten aangrijpende in A . De n koppels kunnen wij, volgens hetgeen in de vorige paragraaf is gezegd, vervangen door één koppel; de n krachten aangrijpende in A kunnen wij samenstellen tot één kracht.

Wij zien dus dat wij in het algemeen alle uitwendige krachten die op de verschillende punten van een lichaam werken, in haar invloed op de beweging van het lichaam kunnen vervangen door één kracht en één koppel. Deze kracht hangt wat grootte en richting betreft, niet af van de plaats van het punt A ; van dit laatste hangt wel af het koppelvlak en het moment van het vervangend koppel.

Het is mogelijk, dat hoewel de krachten $Q_1, Q_2 \dots Q_n$ niet in hetzelfde vlak werken, het moment van dit vervangend koppel nul is; in dit geval is genoemde kracht de vervangende van $Q_1, Q_2 \dots Q_n$. Ook kan de kracht nul zijn; dan is het genoemde koppel het vervangende koppel van $Q_1, Q_2 \dots Q_n$.

45. Arbeid, verricht door krachten die op een lichaam werken.
De kracht die op een punt P van een lichaam werkt, is de resultante van de uitwendige krachten en van de inwendige krachten welke er op werken (zie § 37). Bij de verplaatsing die het lichaam ondergaat, verrichten zoowel de uitwendige als de inwendige krachten arbeid. De arbeid, welke door de resulterende kracht op P werkende verricht wordt, is de som van de arbeiden door de uitwendige en de inwendige op P werkende krachten verricht. Men kan nu aantoonen, ofschoon het bewijs hier niet gegeven kan worden, dat de som van de arbeiden verricht door de resulterende krachten, die op de verschillende punten P van het lichaam werken, bij de verplaatsing welke het lichaam werkelijk ondergaat, gelijk is aan de som van de arbeiden verricht door de uitwendige krachten, die op de verschillende punten P werken. Met andere woorden, bij de beweging die het lichaam werkelijk krijgt, is de som van de arbeiden door de inwendige krachten verricht nul.

Wanneer men de uitwendige krachten die op de verschillende punten van een lichaam werken, vervangen heeft door een kracht

en een koppel, zoo is de som van de arbeiden verricht door deze vervangende kracht en door de krachten, welke het vervangend koppel vormen, gelijk aan de som van de arbeiden, verricht door de resulterende krachten, die op de verschillende punten werken.

46. Arbeidsvermogen van een lichaam. Men zegt dat een lichaam arbeidsvermogen heeft ten opzichte van zijn omgeving, als het in staat is uitwendige krachten negatieven arbeid te laten verrichten. Het bedrag van het arbeidsvermogen van een lichaam wordt beoordeeld naar het bedrag van den negatieven arbeid, dien het uitwendige krachten op zich kan laten verrichten. Is deze negatieve arbeid — A ergonen, dan zegt men dat het arbeidsvermogen van het lichaam A ergisten is.

Wanneer het lichaam zich beweegt, en dus elk der samenstellende punten een zekere snelheid heeft, bezit het krachtens deze beweging arbeidsvermogen. Dit arbeidsvermogen wordt het arbeidsvermogen van beweging van het lichaam genoemd. Men kan bepalen de som van de negatieve arbeiden, die uitwendige krachten er op zouden moeten verrichten om het in rust te brengen, en daarmede het bedrag van het arbeidsvermogen van beweging.

Als op verschillende punten van een lichaam uitwendige krachten werken, zoo bezit het hierdoor arbeidsvermogen. Dit arbeidsvermogen wordt het arbeidsvermogen van plaats van het lichaam genoemd. Gewoonlijk tracht men niet het bedrag van dit arbeidsvermogen te vinden, maar alleen het bedrag van de verandering die dit arbeidsvermogen ondergaat (verg. § 30). Wanneer de uitwendige krachten een arbeid van $+ A$ ergonen verricht hebben, heeft het lichaam een arbeidsvermogen van A ergisten verloren. Zoo de uitwendige krachten een arbeid van $- A$ ergonen verricht hebben, heeft het lichaam een arbeidsvermogen van A ergisten gewonnen.

In dit hoofdstuk hebben wij steeds aangenomen dat de deeltjes waaruit een lichaam bestaat, hun onderlinge afstanden niet kunnen wijzigen. In dit geval is het arbeidsvermogen van beweging van een lichaam gelijk aan de som van de hoeveelheden arbeidsvermogen van beweging, die elk der samenstellende punten bezit. De verandering welke het arbeidsvermogen van plaats van een lichaam ondergaat, is dan gelijk aan de som van de veranderingen van het arbeidsvermogen van plaats der samenstellende punten. Het arbeidsvermogen van plaats dat de deeltjes bezitten ten gevolge

van de inwendige krachten is niet voor verandering vatbaar, omdat de afstanden der deeltjes geen verandering kunnen ondergaan.

Zoodra wij bij de verklaring van verschijnselen in aanmerking nemen, dat de deeltjes in werkelijkheid wèl hun onderlinge afstanden kunnen wijzigen, moeten wij onderscheid maken tusschen het arbeidsvermogen van beweging van een lichaam in zijn geheel beschouwd ten opzichte van zijn omgeving, en de som van de hoeveelheden arbeidsvermogen der deeltjes. Evenzoo moeten wij dan onderscheiden de verandering van het arbeidsvermogen van plaats van het lichaam en de som der veranderingen van het arbeidsvermogen van plaats der deeltjes.

47. Evenwicht van krachten op een lichaam werkende. Het is mogelijk dat de uitwendige krachten, die op de verschillende punten van een lichaam werken, elkanders invloed geheel opheffen, zoodat de beweging van het lichaam dezelfde zou zijn indien er geen uitwendige krachten op werkten. Men zegt dat dan de uitwendige krachten met elkander in evenwicht zijn.

Wij hebben gezien dat wij geheel algemeen de uitwendige krachten, die op de verschillende punten van een lichaam werken, kunnen vervangen door een kracht en een koppel. Wil er evenwicht zijn, dan moet niet alleen deze vervangende kracht maar ook het moment van dit koppel nul zijn.

Indien slechts op twee punten van een lichaam uitwendige krachten werken, en wel langs dezelfde lijn in onderling tegengestelde richtingen, zoo zullen zij met elkander in evenwicht zijn, wanneer zij even groot zijn.

Werken op n verschillende punten van het lichaam uitwendige krachten, die met elkander in evenwicht zijn, zoo zullen $n-1$ van deze krachten een vervangende hebben, die langs dezelfde lijn werkt als de overblijvende n^{de} kracht, even groot is als deze, maar tegengestelde richting heeft.

Als de uitwendige krachten, die op een lichaam werken geen invloed hebben op de beweging van het lichaam, zegt men dat het lichaam in evenwichtstoestand is.

Het komt voor dat men een vast lichaam beschouwt, waarvan niet alle punten vrij zijn. Is bijv. een punt vast, zoodat het, welke kracht er ook op werken moge, geen verplaatsing kan ondergaan, zoo behoeft, wil het lichaam in evenwichtstoestand zijn, de vervangende kracht niet nul te zijn. Dan moet wel het moment van

het vervangend koppel nul zijn, maar de vervangende kracht kan een willekeurige grootte hebben, mits zij werkt langs een lijn gaande door het onbewegelijke punt. De invloed van deze kracht zal dan opgeheven worden door den tegenstand van dit punt. +

Wanneer van een lichaam twee punten P_1 en P_2 onbewegelijk zijn, zijn ook alle punten gelegen op de lijn welke P_1 met P_2 verbindt onbewegelijk. Wil het lichaam onder de inwerking van uitwendige krachten in evenwichtstoestand zijn, dan kan de vervangende kracht willekeurige grootte hebben, mits zij werkt langs een lijn, welke de lijn die P_1 met P_2 verbindt snijdt; het moment van het vervangende koppel kan willekeurige grootte hebben, mits de lijn welke P_1 met P_2 verbindt in het koppelvlak ligt, of wat op hetzelfde neerkomt, mits die lijn evenwijdig is met het koppelvlak (zie § 43). De tegenstand van de punten gelegen op de lijn, welke P_1 en P_2 verbindt, zal dan de uitwerking van de vervangende kracht en die van het vervangend koppel opheffen.

Als drie punten van een lichaam, die niet op dezelfde rechte lijn liggen, onbewegelijk zijn, zal het lichaam, welke uitwendige krachten er ook op werken, in evenwichtstoestand wezen.

Wij hebben reeds opgemerkt, dat als de uitwendige krachten die op een lichaam werken, bekend zijn, men in het algemeen slechts met behulp van hoogere wiskunde de beweging van het lichaam kan bepalen.

De voorwaarden, waaraan de verschillende uitwendige krachten moeten voldoen, opdat het lichaam in evenwichtstoestand verkeere, zijn dikwijls gemakkelijker te bepalen. Het zoeken van deze voorwaarden zal dan ook bij onze verdere beschouwingen menigmaal voorkomen.

Indien de deeltjes van een lichaam hun onderlinge afstanden wel kunnen wijzigen, maar zij alle in evenwichtstoestand verkeeren onder de gezamenlijke werking van uitwendige en van inwendige krachten, zoo zullen de uitwendige krachten aan dezelfde voorwaarden moeten voldoen alsof het lichaam een vast lichaam ware en de onderlinge afstanden, die de deeltjes in dezen evenwichtstoestand hebben, onveranderlijk waren.

TWEEDE AFDEELING.

VASTE, VLOEIBARE, GASVORMIGE LICHAMEN.

HOOFDSTUK III.

VRIJE VAL. VASTE LICHAMEN.

48. De inhoud van de twee vorige hoofdstukken moet ons van dienst zijn bij de groepeerings en bij de verklaring van de verschijnselen, waarmede men zich in de natuurkunde bezighoudt. In die hoofdstukken is de ontwikkeling gegeven van de begrippen, welke in den loop der tijden ontstaan zijn ten gevolge van de bestudeering dezer verschijnselen. Het is dus niet te verwonderen dat zij bij uitstek geschikt zijn voor het bereiken van het beoogde doel.

Met welke verschijnselen de natuurkunde zich bezighoudt, is niet gemakkelijk in woorden te brengen begrijpbaar voor hem, die nog weinig aan de natuurkunde heeft gedaan. Daarom zij hier alleen vermeld, dat achtereenvolgens na eenige algemeene beschouwingen behandeld zullen worden de verschijnselen der zwaartekracht en der moleculaire krachten, die der warmte, die van de electriciteit en het magnetisme, die van het licht en die van het geluid. Intusschen zal het nu en dan noodig zijn verschijnselen te bespreken, die eigenlijk in een der volgende hoofdstukken behooren, en daar dan ook vollediger behandeld worden.

In de natuur grijpt alles te veel in elkander, dan dat het steeds mogelijk zou zijn een verschijnsel tot de eene groep behorende, te bestudeeren zonder eenige kennis van verschijnselen, welke in een andere groep zijn samengevat.

De verschijnselen leeren wij kennen door waarneming en door proefneming. Men spreekt van waarneming als men zelf geen invloed heeft uitgeoefend op het ontstaan of op het verloop van het verschijnsel; zoo hebben wij onze kennis omtrent de beweging van de planeten te midden van de vaste sterren verkregen door waarneming. Men spreekt van proefneming wanneer men wel invloed heeft uitgeoefend op het ontstaan of op het verloop van het verschijnsel, en eenigermate of geheel de omstandigheden heeft in het leven geroepen, waaronder het optreedt. Als men bij een magneet een stukje ijzer brengt om te onderzoeken wat er gebeuren zal, neemt men een proef.

Door waarneming en proefneming leert men tal van verschijnselen kennen; men begint met deze te groepeeren, en tracht voor elk van de verschillende groepen zoogenaamde wetten te vinden.

Het woord wet heeft in de natuurwetenschap een geheel andere beteekenis als in het dagelijksch leven. Een natuurwet is niet een verordening, waaraan de natuur te gehoorzamen heeft; een natuurwet is de uitdrukking van een betrekking, welke blijkens waarneming of proefneming bestaat tusschen de verschillende grootheden, die bij een bepaalde groep van verschijnselen door ons bestudeerd worden. Zoo vond Kepler door waarneming zijn wetten. De 1^{ste} wet van Kepler is bijv.: Elke planeet beweegt zich in een ellips om de zon, terwijl de zon in een der brandpunten van de ellips staat.

Hier hebben wij een betrekking tusschen de afstanden van een planeet tot de zon op verschillende tijdstippen. De wet van Boyle, welke wij later bespreken, luidt: De spanning van een gasvormig lichaam is, als zijn temperatuur onveranderd blijft, omgekeerd evenredig met het volume dat het inneemt. In deze wet werd door Boyle de uitkomst neergelegd van zijn proeven omtrent de betrekking tusschen de spanning van een zekere hoeveelheid gas en haar volume.

Bij voortgezette waarneming of proefneming kan het blijken dat een reeds opgestelde wet niet volkomen juist is. Dit is bijv. het geval met de wet van Boyle, zooals wij zullen zien.

De meeste wetten omvatten slechts een beperkt aantal verschijnselen; er is intusschen één wet, waarvan men op goede

gronden meent, dat zij alle verschijnselen, ten minste alle verschijnselen welke in dit leerboek behandeld worden, omvat. Dit is de zoogenaamde wet van het behoud van arbeidsvermogen. Men kan haar aldus uitspreken: welke verschijnselen ook optreden in een beperkt stelsel van punten, men kan steeds een omgeving aanwijzen ten opzichte waarvan de som van de hoeveelheden arbeidsvermogen der samenstellende deelen onveranderd blijft. Zulk een beperkt stelsel kan uit verschillende lichamen bestaan; het is mogelijk dat ons geheele planetenstelsel er onder verstaan wordt. Tot nog toe is men echter niet gerechtigd de wet zich te laten uitstrekken over het heelal; dan is er voor zooverre wij weten, geen omgeving aan te wijzen, ten opzichte waarvan de som van de hoeveelheden arbeidsvermogen van alle samenstellende deelen standvastige waarde behoudt.

Wij zullen telkens gelegenheid hebben er op te wijzen, hoe de waargenomen verschijnselen in overeenstemming zijn met de wet van het behoud van arbeidsvermogen. Nu en dan zullen wij ook sommige verschijnselen uit die wet trachten te verklaren.

Men vergenoegt zich intusschen niet met het groepeeren der verschijnselen en het zoeken naar wetten. Men tracht ook verband te vinden tusschen verschillende verschijnselen en de omstandigheden te leeren kennen, waarvan het ontstaan van eenig verschijnsel afhankelijk is. Dit voert tot het maken van hypothesen of onderstellingen omtrent de oorzaak van het verschijnsel en vervolgens tot het verklaren van het verschijnsel. Zoo heeft bijv. de bestudeering der warmteverschijnselen tot de hypothese geleid, dat zij het gevolg zijn van de beweging der kleinste deeltjes (moleculen) van de lichamen. Door middel van deze hypothese kan men alle warmteverschijnselen meer of minder volledig verklaren.

Een hypothese moet, wil zij recht van bestaan hebben, niet uitgedacht zijn om slechts een enkel verschijnsel te verklaren; zij moet daarentegen ons in staat stellen geheele groepen van verschijnselen te verklaren, zooals in het genoemde geval.

Het geheel van gevolgtrekkingen, uit een hypothese of uit een wet afgeleid, wordt een theorie genoemd. Men spreekt bijv. van de undulatietheorie van het licht; dit is de theorie opgebouwd op de hypothese, dat de lichtverschijnselen veroorzaakt worden door een trillende beweging in een bijzondere middenstof, den ether.

De uitkomsten van een theorie mogen niet in strijd zijn met de waargenomen verschijnselen; is dit het geval en kan men niet

aantoonen dat deze tegenstrijdigheid slechts schijnbaar is en het gevolg van bijkomende omstandigheden, dan moet men de hypothese, die aan de theorie ten grondslag ligt, laten varen, of de wet als niet algemeen geldend beschouwen.

49. Samenstelling der lichamen. In § 31 is reeds gezegd dat men zich tegenwoordig algemeen voorstelt, dat elk lichaam opgebouwd is uit kleinere lichamen, moleculen genoemd, welke gescheiden zijn door tusschenruimten.

De ervaring van het dagelijksch leven leert, dat wij eenig lichaam, bijv. een stuk krijt, in deelen kunnen verdeelen, welke dan alle nog stukjes krijt zijn. Wij kunnen het stuk krijt fijn maken tot poeder; maar dan nog hebben de krijtkorrels afmetingen die, zoo niet met het bloote oog, dan toch met behulp van een microscoop bepaald kunnen worden. Door de gewone middelen van stampen en fijnwrijven kunnen wij de afmetingen van deze krijtkorrels niet in het onbepaalde doen afnemen. Is dit het gevolg van het gebrekkige van onze hulpmiddelen, of zijn werkelijk zulke krijtkorrels niet vatbaar voor verdere verdeling? Het is aan geen twijfel onderhevig dat, als onze hulpmiddelen beter waren, men de verdeling veel verder zou kunnen voortzetten, zoover dat zelfs onder den sterksten microscoop de afzonderlijke krijtkorrels door ons niet meer zouden waargenomen worden. Maar de bestudeering van de scheikundige verschijnselen heeft algemeen de meening ingang doen vinden, dat zoo wij de verdeling van de krijtkorrels konden voortzetten, wij zouden stuiten op krijtdeeltjes, die niet meer verdeeld kunnen worden, zonder dat de deelen ophouden krijtkorreltjes te zijn. Zulke kleine krijtdeeltjes worden krijtmoleculen genoemd.

De scheikundigen hebben aangetoond dat een stuk krijt een zoogenaamd samengesteld lichaam is, waarvan de bestanddeelen uit calcium, koolstof en zuurstof bestaan. Deze stoffen zijn zoogenaamde enkelvoudige stoffen of elementen; het is tot heden niet gelukt een stuk calcium of een stuk koolstof of een hoeveelheid zuurstof in lichamen van andere stoffen te splitsen. Men neemt dan aan dat, als men een krijtmolecule nog verdeelde, men zou krijgen calcium-, koolstof- en zuurstofdeeltjes.

Een molecule van een samengestelde stof is dus de kleinste hoeveelheid van die stof, welke bestaan kan.

De deeltjes, welke een molecule samenstellen, worden atomen genoemd. Men heeft wel eens gemeend dat zulk een atoom van

een enkelvoudige stof een uit zijn aard ondeelbaar deeltje zou zijn; een deeltje, dat dus niet alleen niet door ons kan verdeeld worden omdat onze hulpmiddelen gebrekkig zijn, maar dat werkelijk niet voor verdere verdeeling vatbaar zou wezen. Tegenwoordig laat men de vraag of een atoom nog deelbaar is, meestal rusten; er zijn te weinig gronden zoowel voor de eene meening als voor de andere aan te voeren. Maar men verstaat onder een atoom van een enkelvoudige stof de kleinste hoeveelheid van die stof, welke in eenige molecule voorkomt.

Men spreekt ook van moleculen van een enkelvoudige stof, bijv. van een molecule zuurstof. De scheikundigen hebben namelijk reden aan te nemen, dat onder gewone omstandigheden de zuurstofatomen zich twee aan twee samenvoegen. Zulke groepen van twee zuurstofatomen worden dan zuurstofmoleculen genoemd.

Volgens de algemeen aangenomen voorstelling zou men dus bij genoegzame hulpmiddelen een lichaam van eenige stof in kleinere en kleinere deelen kunnen verdeelen, totdat elk deel een molecule is. Elk lichaam is dus opgebouwd uit moleculen.

Er is geen lichaam dat niet onder zekere invloeden een verandering van volume kan ondergaan, hetzij een vergrooting, hetzij een verkleining van volume. Verreweg de meeste lichamen krimpen in bij afkoeling en zetten zich uit bij verwarming. Door uitrekking kan men een stuk caoutchouc grooter maken en door samenpersing kleiner. Dit heeft er toe geleid aan te nemen dat de moleculen van elk lichaam gescheiden zijn door tusschenruimten; dat, als het lichaam grooter wordt, die tusschenruimten grooter worden, en als het lichaam kleiner wordt, die tusschenruimten kleiner worden. Wel onderstelt men dat de moleculen zelve voor volumeverandering vatbaar zijn door de verandering in de onderlinge afstanden der atomen; maar men houdt het er voor dat deze verandering in den regel zeer klein is in vergelijking met de verandering der tusschenruimten tusschen de moleculen, en dat zij alleen bij zeer krachtige werkingen van buiten optreedt. In het vervolg zullen wij dan ook een molecule als van onveranderlijk volume beschouwen.

50. Groepeeringsstoestanden. Men verdeelt alle lichamen in drie groepen, de groep der vaste, die der vloeibare en die der gasvormige lichamen. Meestal zal het niet moeilijk zijn voor een bepaald lichaam de groep aan te wijzen, waarin het behoort; slechts in enkele gevallen zal men hierover in twijfel verkeeren.

Een vast lichaam heeft een eigen vorm en een eigen volume, die onafhankelijk zijn van zijn omgeving, en die men alleen door grootere of kleinere inspanning kan wijzigen.

Een vloeibaar lichaam heeft wel een eigen volume, maar zijn vorm hangt in het algemeen van zijn omgeving af. Een vloeibaar lichaam dat in rust is, moet zich in een vat bevinden, wil het één geheel blijven, tenzij het zeer kleine afmetingen heeft. Zijn vorm is bepaald door den vorm van het vat en door een oppervlak dat, zooals wij later zien zullen, gewoonlijk voor het grootste gedeelte een plat vlak is. Alleen kleine vloeibare lichamen, zooals een waterdruppel of een kwikdruppel, die in rust zijn, behoeven om bijeen te blijven niet in een vat opgesloten te worden. Zoo kan een kwikdruppel op een tafel blijven liggen; hij wordt dan behalve door de tafel, begrensd door een gebogen oppervlak.

Een gasvormig lichaam heeft geen eigen vorm en geen eigen volume; wil men een gasvormig lichaam in zijn geheel behouden, dan moet het gebracht worden in een gesloten vat; het verbreidt zich, als het vat niet zeer groote afmetingen heeft, nagenoeg gelijkmatig over de geheele ruimte waarin het is opgesloten. Zijn vorm is de vorm van het vat. Is het vat niet gesloten, dan vermengt het zich met de buitenlucht.

Men stelt zich voor dat de moleculen van elk lichaam, zij het een vast, een vloeibaar of een gasvormig lichaam, niet in rust zijn maar in beweging. De bestudeering der warmteverschijnselen heeft tot deze voorstelling geleid; later zullen wij de zeer sterke gronden leeren kennen, waarop zij berust.

Bewegen zich de deeltjes van een vast lichaam, dan is men wel genoodzaakt aan te nemen, dat zij zich in gesloten banen van zeer kleine afmetingen bewegen. Een vast lichaam kan zich gedurende jaren onveranderd aan ons voordoen. Bewogen de deeltjes zich niet in gesloten banen van zeer kleine afmetingen, dat wil zeggen, namen zij niet telkens weder dezelfde plaats in en bleven de verplaatsingen niet steeds zeer gering, dan zouden wij enkele in het oog vallende gedeelten van een vast lichaam, bijv. een vlek, nu eens hier en dan eens daar waarnemen. Dit is niet het geval.

Het behoeft niet gezegd te worden dat wij zelfs met de beste microscopen niets van deze beweging kunnen zien. Daar een molecule zulke kleine afmetingen heeft, dat zij voor onze oogen geheel onwaarneembaar is, zoude zelfs bij zeer aanzienlijke verplaatsingen der molecule niets hiervan voor ons zichtbaar zijn.

Maar de geheele baan van een molecule van een vast lichaam moet bovendien geacht worden te liggen binnen de ruimte welke haar van de omliggende moleculen scheidt, omdat wij anders iets zouden moeten bemerken van de gevolgen der veranderde onderlinge plaatsing van de deeltjes.

De kleinheid van de afmetingen dezer banen maakt dat men bij vele beschouwingen geen rekening houdt met de bewegingen der deeltjes en een vast lichaam behandelt, zooals in het vorige hoofdstuk is geschied, als een lichaam waarvoor de onderlinge afstanden der deeltjes onveranderd blijven.

Van den vorm dien de gesloten baan eener molecule heeft, weet men niets. Het is mogelijk, hoewel niet zeer waarschijnlijk, dat een molecule een heen- en weergaande beweging heeft langs een rechte lijn, of dat de baan een cirkel is; waarschijnlijk is de baan van zeer samengestelden vorm, en voor moleculen van verschillende stoffen verschillend.

Als een deeltje een gesloten baan beschrijft, bijv. een cirkel, moet er voortdurend een kracht op werken. Van waar de kracht, die op elke molecule van een vast lichaam werkt en haar in de gesloten baan houdt? Men stelt zich voor dat de deeltjes op elkander een invloed uitoefenen, ten gevolge waarvan die kracht optreedt. De hypothese omtrent de werking tusschen twee deeltjes, welke Newton stelde tot verklaring van de planetenbeweging, levert intusschen in dit geval geen bevredigende uitkomsten. Wel is de wiskunde tot heden niet in staat geweest om, uitgaande van de hypothese van Newton, de beweging te berekenen, die de deeltjes van een vast lichaam zouden moeten verkrijgen; maar er zijn verschillende verschijnselen bekend, die het waarschijnlijk maken dat de kracht, waarmede een molecule werkt op een naastliggende, niet omgekeerd evenredig is met het kwadraat van den afstand. Men houdt het er voor dat deze kracht omgekeerd evenredig is met een hoogere macht van den afstand, wanneer die afstand zeer klein is, en dat dus de hypothese van Newton alleen gesteld mag worden bij aanzienlijken afstand tusschen de deeltjes.

Omtrent de afhankelijkheid dezer kracht van den afstand der moleculen zullen wij geen hypothese stellen. Slechts nemen wij aan dat de kracht bij vergroting van den afstand sterk afneemt en spoedig onmerkbaar klein wordt; en verder dat een molecule *P* op een molecule *Q* werkt met een kracht langs de lijn die *P* met *Q* verbindt, in de richting van *Q* naar *P*, of zooals men het

kan uitdrukken, dat tusschen de moleculen van een lichaam slechts aantrekkende krachten werken. Alleen bij onmiddellijke aanraking der moleculen ten gevolge van botsing zijn wij genoodzaakt te onderstellen, dat er tusschen twee moleculen een afstootende werking optreedt; dat wil zeggen, dat de kracht, waarmede ten gevolge van de botsing een molecule P werkt op een molecule Q , een richting heeft van P naar Q .

De kracht, welke op een molecule P van een vast lichaam moet werken om haar in de gesloten baan te houden, wordt beschouwd als de resultante van alle krachten, waarmede de andere moleculen van het lichaam op P werken. Intusschen zullen zich alleen de werkingen van de naastliggende moleculen op P doen gevoelen, omdat reeds bij geringen afstand tusschen twee deeltjes de werking onmerkbaar is.

Bij een vast lichaam is de resultante der aantrekkende werkingen, die op elk deeltje door de omliggende deeltjes worden uitgeoefend, groot genoeg om te maken dat alle deeltjes in de gesloten banen blijven. Indien een kracht van buiten op één of meer deeltjes van een vast lichaam gaat werken, wanneer bijv. het lichaam wordt uitgerekt of samengeperst, dan zullen de banen der deeltjes verandering ondergaan; hieruit volgt vormverandering van het lichaam in zijn geheel. Maar zoodra deze invloeden van buiten ophouden te werken, en dus de deeltjes weer alleen aan hun onderlinge werkingen zijn onderworpen, keeren zij, ten minste nagenoeg, in hun oude banen terug, en het lichaam herkrijgt zijn vorigen vorm. Deze eigenschap van de lichamen om tot hun vorigen vorm terug te keeren, is bekend onder den naam van elasticiteit der lichamen. Door de uitwendige invloeden moeten echter de banen der moleculen niet al te groote veranderingen hebben ondergaan, want dan keeren de deeltjes, als de invloeden zich niet meer doen gevoelen, niet in nagenoeg dezelfde banen terug. Men zegt dan dat de grens der elasticiteit is overschreden. Later komen wij op deze verschijnselen terug.

De deeltjes van een gasvormig lichaam zijn ook in beweging, maar in niet-gesloten banen. De onderlinge afstanden der moleculen worden ondersteld in den regel zoo groot te zijn, dat de moleculen geen merkbare werking op elkander uitoefenen. Indien dus de deeltjes van een gasvormig lichaam aan geen invloeden van buiten onderworpen zijn, zullen zij een rechte lijnige eenparige beweging hebben; en wel zullen deeltjes, die op een gegeven oogenblik in elkanders nabijheid zijn, zich in verschillende richtingen

voortbewegen, zoodat indien zij geen hinderpalen ontmoetten, zij zich meer en meer van elkander zouden gaan verwijderen. Het gasvormig lichaam zou dus grooter en grooter afmetingen verkrijgen en de onderlinge afstanden der moleculen zouden voortdurend toenemen. Dit verklaart het bekende verschijnsel, dat een gasvormig lichaam zich in een gesloten vat moet bevinden, wil het zich niet met de buitenlucht vermengen, en dat het zich nagenoeg gelijkmatig verbreidt over de ruimte, waarin het is opgesloten.

Intusschen zullen de moleculen van een gasvormig lichaam bij haar rechte lijnige eenparige beweging in botsing kunnen komen of met andere moleculen of met de wanden van het vat. Bij zulk een botsing zal de bewegingsrichting van een molecule gewijzigd worden. Het is daarom zeer wel mogelijk, dat een molecule P , die op zeker oogenblik de plaats A inneemt, later na een groot aantal botsingen wederom dezelfde plaats A bereikt. In zoo verre zou men kunnen zeggen, dat een molecule van een gasvormig lichaam ook een gesloten baan kan beschrijven. Maar deze banen verschillen zeer van die der moleculen van een vast lichaam. Bij een gasvormig lichaam wordt zulk een gesloten baan gevormd door een aaneenschakeling van rechte lijntjes, en is in het geheel niet gelegen binnen de tusschenruimte, die de molecule scheidt van de omringende moleculen; integendeel, hier kan de baan afmetingen hebben vergelijkbaar met die van het vat. Bovendien, terwijl bij een vast lichaam een molecule waarschijnlijk telkens na hetzelfde tijdsverloop op dezelfde plaats terugkeert, is dit bij een gasvormig lichaam zeker niet het geval.

Wordt een gasvormig lichaam samengeperst, dan naderen de deeltjes tot elkander; het aantal botsingen in een bepaald tijdsverloop vermeerderd, en de rechte lijntjes, tusschen twee achtereenvolgende botsingen doorloopen, worden kleiner. Wordt de samendrukking verder voortgezet, dan kunnen de deeltjes zoozeer tot elkander naderen, dat zij op elkander een merkbare werking gaan uitoefenen; de stukken der baan door eenig deeltje tusschen twee achtereenvolgende botsingen doorloopen, zijn dan niet langer rechte lijnen. Hoe dichter de moleculen bij elkander komen, des te grooter worden de onderlinge werkingen, en des te grooter kromming verkrijgen de deelen der baan tusschen twee achtereenvolgende botsingen doorloopen.

Het is duidelijk dat, ten gevolge van de botsingen der moleculen met de wanden van het vat, deze wanden naar buiten gedrukt zullen worden.

Het grootste gasvormige lichaam dat wij van nabij kennen is de dampkring der aarde. Deze is niet opgesloten in een vat, en toch blijft zij bijeen. Spoedig zullen wij inzien dat dit het gevolg is van de aantrekkende werking der aarde.

Van een vloeibaar lichaam bewegen zich de deeltjes in gesloten banen; was dit niet het geval, dan zouden wij elk vloeibaar lichaam in zeer korten tijd zien uiteengaan; deze banen kunnen intusschen van aanzienlijke afmeting zijn. Zij hebben groote overeenkomst met de banen der moleculen van een sterk samengedrukt gasvormig lichaam. Wel zijn de moleculen van een vloeibaar lichaam op zoo kleine onderlinge afstanden, dat zij een vrij aanzienlijke werking op elkander uitoefenen, maar nog niet klein genoeg om te maken dat de resultante van de werkingen, die de omliggende deeltjes op eenig deeltje uitoefenen, dit in een gesloten baan kan houden. Ook de moleculen van een vloeibaar lichaam zouden dus uiteengaan, indien zij daarin niet door invloeden van buiten werden verhinderd.

Eensdeels bestaat deze verhinderende werking in de botsingen der vloeistofmoleculen tegen den wand van het vat, waardoor zij worden teruggeworpen; hierbij ondervindt de wand ook den invloed van de botsingen en wordt naar buiten gedrukt. Anderdeels worden de vloeistofdeeltjes door botsing tegen de deeltjes van het gas, dat zich in den regel boven het vloeibaar lichaam bevindt, in de vloeistofmassa teruggevoerd.

Dat inderdaad de aantrekkende werkingen tusschen de moleculen van een vloeibaar lichaam niet sterk genoeg zijn om haar bijeen te houden, leert de volgende proef. Men neme een glazen buis van ongeveer een meter lengte en aan het eene uiteinde gesloten; men vulle haar geheel met kwik, sluite haar af met den vinger en plaatse haar in een bak met kwik. Dan zal een gedeelte van de kwik uitvloeien en het overige in de buis blijven staan. In het bovenste gedeelte der buis bevindt zich geen kwik en ook geen lucht. Brengt men nu door middel van een pipet een druppel ether in de buis, dan zal deze druppel stijgen. Maar wij zien niet een etherlaagje den kwikspiegel bedekken; wel nemen wij waar, dat de kwikspiegel in de buis daalt. Wat is er gebeurd? Zoodra de kleine hoeveelheid ether de oppervlakte van de kwik bereikt had, ondervonden de etherdeeltjes geen werking van buiten groot genoeg om hen bijeen te houden; zij waren buiten den invloed gebracht van de stooten der luchtdeeltjes. Zij gaan dus uiteen, met andere woorden, de kleine

ethermassa wordt gasvormig. Men zegt dat de ethermassa verdampst is. Maar deze moleculen, die wij kortheidshalve etherdampdeeltjes zullen noemen, stooten nu tegen de wanden van het vat en ook tegen den kwikspiegel; ten gevolge hiervan wordt de kwikspiegel neergedrukt. Voeren wij meer etherdruppels aan, dan zien wij spoedig een etherlaagje den kwikspiegel bedekken. Dit zal gebeuren zoodra het aantal etherdampdeeltjes groot genoeg is geworden om de overige etherdeeltjes door botsingen met hen bijeen te houden.

Zoo bevinden zich in het bovenste gedeelte der buis ook kwikdampdeeltjes, die er reeds waren voordat de etherdruppels opstegen, en die door het stooten tegen de deeltjes van de overige kwikmassa deze laatste bijeen hielden. Maar omdat de aantrekkende werking tusschen de kwikdeeltjes, hoewel niet groot genoeg om hen bijeen te houden toch aanzienlijk is, zal er slechts een zeer kleine hoeveelheid kwik in dampvorm behoeven over te gaan om de verdere verdamping te beletten.

Wanneer een bak met water gedurende geruimen tijd in de open lucht staat, kan men een merkbare vermindering van de hoeveelheid water bespeuren. Hoe komt dit? Wij weten dat de waterdeeltjes door de botsingen met de luchtdeeltjes bijeengehouden worden. Maar het is mogelijk dat enkele waterdeeltjes geen luchtdeeltjes ontmoeten in de onmiddellijke nabijheid van de vloeistofmassa; en dan zullen zij als het ware ontsnappen. Zoo zal dus de hoeveelheid water voortdurend afnemen. Enkele luchtdeeltjes zullen ook geen waterdeeltjes ontmoeten en binnen de vloeistofmassa dringen. Wij nemen dan ook waar dat in elke hoeveelheid water, die gedurende geruimen tijd aan de buitenlucht is blootgesteld, zich lucht bevindt.

Bij de zooeven vermelde proef, waar wij een weinig ether brachten in een buis gedeeltelijk met kwik gevuld, zal de verdamping ophouden zoo het aantal etherdampdeeltjes groot genoeg is om door hun stooten de overige etherdeeltjes bijeen te doen blijven. Ook hier is het mogelijk dat eenige etherdeeltjes geen etherdampdeeltjes ontmoeten in de onmiddellijke nabijheid van de ethermassa; deze zullen dan ook ontsnappen. Maar hier tegenover staat dat dan ook eenige etherdampdeeltjes bij hun beweging naar de oppervlakte van de ethermassa niet zullen worden teruggeworpen door etherdeeltjes, dat dus die etherdampdeeltjes in de vloeistofmassa dringen en weder in de vloeistofmassa worden opgenomen.

Wij kunnen hetgeen in deze paragraaf is besproken, aldus samenvatten: De aantrekkende werkingen tusschen de deeltjes van een vast lichaam zijn groot genoeg om hen in de gesloten banen te houden; tusschen de deeltjes van een vloeibaar lichaam grijpen wel waarneembare aantrekkende werkingen plaats, maar zij zijn niet groot genoeg om alleen de deeltjes in de gesloten banen te houden; tusschen de deeltjes van een gasvormig lichaam zijn de aantrekkende werkingen onmerkbaar klein.

Wel is deze uitspraak voor sommige gevallen te absoluut; wij zullen gevallen leeren kennen, waarin de werking tusschen de deeltjes van een gasvormig lichaam merkbaar wordt en gevallen waarin de invloed van buiten, noodig om de deeltjes van een vloeibaar lichaam bijeen te houden, niet meer waarneembaar is; zelfs wijst de reuk, dien sommige lichamen van zich geven, er op dat ook soms enkele deeltjes van een vast lichaam niet in de gesloten banen te houden zijn; maar in het algemeen kan de uitspraak als juist beschouwd worden.

De meeste stoffen kent men zoowel in den vasten als in den vloeibaren en in den gasvormigen toestand. Als voorbeeld noemen wij water, dat in den vorm van ijs, in den vorm van vloeibaar water en in den vorm van waterdamp voorkomt. Voeren wij aan een stuk ijs warmte toe, dan wordt het vloeibaar, het smelt; dat vloeibaar water gasvormig kan worden zagen wij reeds. Het wordt algemeen aangenomen, dat er geen verschil tusschen een ijsmolecule, een watermolecule en een waterdampmolecule bestaat. Of een groep moleculen een stuk ijs vormen, of een watermassa of een hoeveelheid waterdamp, hangt af van de groepeeringsomstandigheden der moleculen. In het algemeen zal bij kleine onderlinge afstanden der moleculen het gevormde lichaam vast zijn; bij iets grootere onderlinge afstanden vloeibaar, en bij nog grootere afstanden gasvormig. Men spreekt dan ook van de groepeeringsomstandigheden of aggregaatstoestanden. Men zegt, dat de deeltjes van een vast lichaam in den vasten groepeeringsomstand verkeer, enz.

51. De vrije val der lichamen. Wanneer wij eenig voorwerp, bijv. een stuk koper, in de hand houden en daarna loslaten, zoo valt het; dat wil zeggen, het stelt zich in beweging naar de oppervlakte der aarde toe. Elk punt van het stuk koper doorloopt hierbij een rechte lijn; zulk een lijn noemt men een verticale lijn. Er werkt dus op elk punt, ten opzichte van de

oppervlakte der aarde, een kracht van standvastige en wel verticale richting. Hierbij nemen wij niet in aanmerking de bewegingen der moleculen in gesloten banen, waarover wij in de vorige paragraaf spraken. Wij beschouwen dus een stuk koper hier als te bestaan uit deeltjes, welke hun onderlinge afstanden niet wijzigen.

Indien wij tegelijk met het stuk koper een stuk papier laten vallen, zoo nemen wij een groot verschil waar tusschen de bewegingen van deze beide voorwerpen. Het stuk koper zal in zekeren tijd een grooteren weg afleggen dan het stuk papier; het stuk papier zal zich bovendien niet altijd evenwijdig met zich zelf verplaatsen.

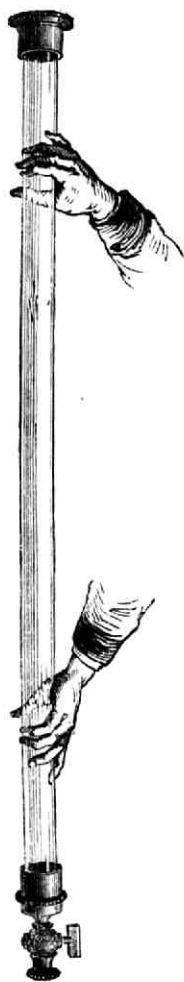


Fig. 29.

Maar dit verschil verdwijnt, als wij de voorwerpen laten vallen in een ruimte, waarin zich nagenoeg geen lucht bevindt. Hiertoe nemen wij een vrij wijde buis van ongeveer 1,5 meter lengte, die aan het eene einde gesloten is, terwijl aan het andere einde een koperen buis met kraan is aangebracht. Dan zijn wij in staat door middel van de luchtpomp het grootste gedeelte van de lucht er uit te verwijderen. Bevinden zich in deze buis stukjes lood, stukjes papier, veertjes enz. dan zullen wij door omkeering van de buis ons kunnen overtuigen van het feit, dat nu al deze verschillende voorwerpen bij het vallen in denzelfden tijd denzelfden weg doorloopen.

Wij zijn dus gerechtigd aan te nemen, dat het verschil tusschen de beweging van een vallend stuk koper en de beweging van een vallend stuk papier in de lucht het gevolg is van den invloed der lucht. Dat de lucht invloed heeft op de beweging van een vallend lichaam, kan ons niet verwonderen, omdat een vallend lichaam de luchtdeeltjes voor zich uit drijft, en er dus tegen den onderkant van het lichaam een grooter aantal luchtdeeltjes zullen botsen dan tegen den bovenkant. De grootte van den zoogenaamden tegenstand der lucht zal, behalve van de snelheid van het

vallend lichaam, afhangen van de oppervlakte der onderzijde van het lichaam, en met deze evenredig zijn. Daar een stuk koper van dezelfde afmetingen als een stuk papier grooter massa heeft, zal de invloed dien een tegenstand van zeker bedrag heeft, zich sterker doen gevoelen bij het stuk papier dan bij het stuk koper.

De invloed, dien een stuk koper, of een stuk lood, of een stuk ijzer bij het vallen ondervindt van de lucht, is blijkens de proeven gering, wanneer de snelheid van het voorwerp klein is. Wij zullen dien invloed dan ook buiten rekening laten.

52. Aantrekkingskracht en zwaartekracht. De waarneming leert dat elk punt van een vallend stuk koper of, indien wij het stuk koper als stoffelijk punt behandelen, het geheele stuk koper een rechte lijnige eenparig versnelde beweging krijgt. Dat de beweging een eenparig versnelde is kan worden aangetoond met den toestel van Morin.

Om een verticalen cilinder A is een papier gewikkeld, waarop verticale lijnen zijn getrokken op onderling gelijke afstanden.

Wij zullen de op elkander volgende verticalen onderscheiden door de cijfers 0, 1, 2 enz. Langs den cilinder kan een voorwerp P vallen langs twee geleidraden B . Aan het voorwerp P is een schrijfstift bevestigd, welker punt tegen het papier drukt. Staat de cilinder stil en laat men P vallen, zoo zal de punt der schrijfstift op het papier een verticale lijn afteekenen. Heeft echter de cilinder een eenparig draaiende beweging om zijn as, dan zal elk punt van het papier een cirkel beschrijven, waarvan het vlak loodrecht staat op de verticale richting; zulk een vlak noemt men een horizontaal vlak; dan zal ook de punt der schrijfstift als P losgelaten wordt op het papier een kromme lijn afteekenen, welke de op het papier getrokken verticalen telkens na onderling gelijke tijdsverloopen, bijv. van t seconden, snijdt. Begint het lichaam zijn beweging op het oogenblik dat de punt der schrijfstift zich op de verticaal 0 bevindt, en noemen wij de snijpunten met de verticalen 0, 1, 2 enz. resp. S_0 , S_1 , S_2 enz., dan is de verticale afstand van S_0 tot S_1 (dat is de afstand van de horizontale vlakken door S_0 en S_1 gebracht) de weg door het lichaam afgelegd in de eerste t seconden, de verticale afstand van S_0 tot S_2 de weg afgelegd in de eerste $2t$ seconden, enz. Het blijkt nu dat de doorloopen wegen evenredig zijn met de kwadraten der sedert het begin der beweging verlopen tijden, dat dus de beweging van het lichaam is eenparig versneld.

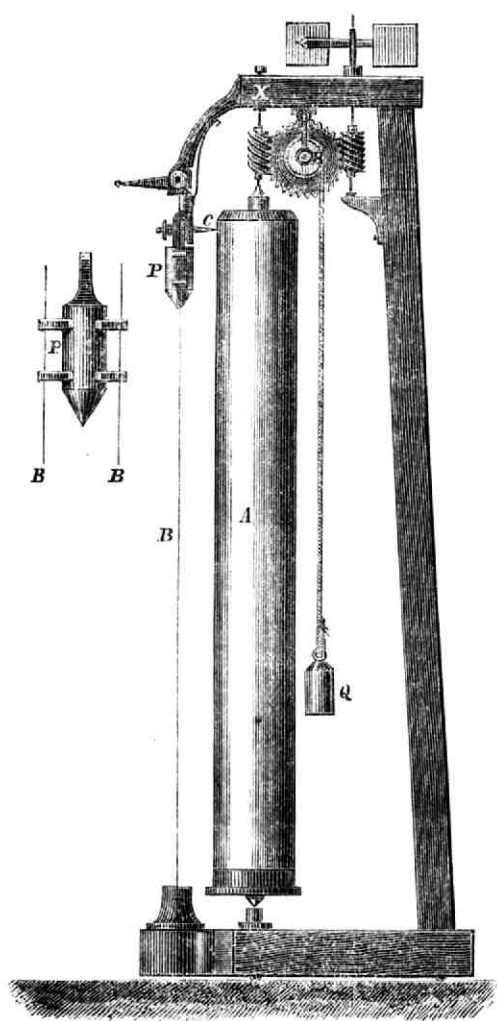


Fig. 30.

De draaiende beweging van den cilinder wordt teweeggebracht door een vallend gewicht *Q*. Aanvankelijk neemt de snelheid der draaiende beweging van den cilinder, en daarmee die van een paar eveneens in beweging gebrachte windvleugels toe.

De met desnelheid der windvleugels zeer sterk aangroeiende tegenstand der lucht doet na korten tijd de beweging in een eenparige overgaan.

Uit de figuur blijkt voldoende op welke wijze de beweging van het vallend gewicht *Q* op den cilinder en op de windvleugels wordt overgebracht.

Natuurlijk moet de toestel zoodanig geregeld worden, dat de tijdsverloopen *t* zeer klein, bijv. $\frac{1}{100}$ seconde zijn.

Met den toestel van Morin, en nog nauwkeuriger met een later te behandelen toestel, kan men de versnelling van een vallend stuk koper bepalen; het blijkt dat deze versnelling ongeveer 981 eenheden bedraagt, dat zij voor een kleiner stuk koper even groot is als voor een grooter stuk, en voor een stuk ijzer even groot is als voor een stuk koper. In verband met hetgeen in de vorige paragraaf is behandeld, besluiten wij hieruit, dat elk lichaam in een luchtledige ruimte vallende, een rechte lijnige

eenparig versnelde beweging zou krijgen met een versnelling van 981 eenheden.

Men kan ook een stuk koper wegwerpen, en dus een aanvankelijke snelheid geven in willekeurige richting. Het krijgt dan in het algemeen een kromlijnige beweging; de baan is dan een parabool (zie § 18), ten minste indien de snelheid van het voorwerp met het oog op den tegenstand der lucht niet al te groot is. Bepaalt men de deviatieversnelling van het lichaam, zoo vindt men dat zij van standvastige richting en grootte is; dat haar richting dezelfde is als die van de versnelling van een vallend lichaam met aanvangsnelheid nul, en dat zij ook 981 eenheden groot is. Wordt een lichaam naar boven geworpen, dan krijgt het een eenparig vertraagde beweging met een vertraging van 981 eenheden.

Op elk lichaam, dat zich vrij beweegt boven de oppervlakte der aarde, werkt dus een kracht van standvastige richting en van standvastige grootte; is de massa van het lichaam m gram, dan is de kracht $981m$ dynamen groot.

Newton trachtte deze bewegingsverschijnselen aan de oppervlakte der aarde te verklaren door dezelfde hypothese, waardoor hij de bewegingen der planeten verklaard heeft (zie § 23). Hij onderstelde, dat elk punt Q der aarde op een stoffelijk punt P een invloed uitoefent, ten gevolge waarvan op P een kracht werkt langs de lijn die P met Q verbindt van $f \frac{mm'}{r^2}$ dynamen, als m gram de massa van P is, m' gram de massa van Q en r cm. de afstand van P tot Q . Om de kracht te vinden, welke ten gevolge van den invloed der geheele aarde op P werkt, zou men de resultante moeten zoeken van de krachten, waarmede alle punten Q der aarde op P werken. Deze resultante is niet te berekenen, omdat men niet de massa van elk punt der aarde kent; maar aangezien alle composanten evenredig zijn met de massa van P , zal ook de resultante evenredig zijn met de massa van P en bijv. gelijk zijn aan mp dynamen, waarin dan p het aantal dynamen is der kracht, waarmede de geheele aarde werkt op een punt met een massa van 1 gram.

Men kan bewijzen, dat indien de aarde was een bol, bestaande uit homogene concentrische lagen, de kracht waarmede de geheele aarde, volgens de hypothese van Newton, zou werken op een stoffelijk punt P daarbuiten, dezelfde grootte en richting zou hebben, alsof de geheele massa der aarde in haar middelpunt vereenigd was.

In deze onderstelling zal de aarde op een punt P met de massa van m gram een kracht van mp dynamen uitoefenen, die gericht is naar het middelpunt der aarde toe, en een standvastige grootte heeft, zoolang de afstand van P tot de oppervlakte der aarde slechts een kleine verandering ondergaat. Elk punt, welke zijn massa ook moge zijn, krijgt daardoor een deviatieversnelling van p eenheden. De omstandigheid dat de aarde geen bol is, maakt dat deze deviatieversnelling niet op alle plaatsen der aarde even groot is.

De kracht, waarmede de aarde werkt op een punt P , noemt men de aantrekkingskracht door de aarde op P uitgeoefend: de deviatieversnelling, welke een punt onder den invloed der aantrekkingskracht verkrijgt, de versnelling der aantrekkingskracht.

Indien een lichaam niet als stoffelijk punt door ons behandeld wordt, maar toch afmetingen heeft, die klein zijn in vergelijking met de afmetingen der aarde, dan werken ten gevolge van den invloed der aarde op de verschillende punten, die de massa's m_1 , m_2 , enz. gram mogen hebben, krachten van $m_1 p$, $m_2 p$, enz. dynamen langs onderling evenwijdige lijnen. Beschouwen wij het lichaam als een lichaam, waarvan de punten hun onderlinge afstanden niet kunnen wijzigen, dan kan men van deze krachten de vervangende vinden. Volgens § 39 is de vervangende groot $(m_1 + m_2 + \text{enz.}) p = Mp$ dynamen, als M gram de massa van het geheele lichaam is. De richting dier vervangende is dezelfde als van elk der krachten. Daar de krachten langs onderling evenwijdige lijnen werken, hebben zij een middelpunt. Als dus het lichaam bijv. gedraaid wordt, zoodat de lijnen waarlangs de krachten werken zich ten opzichte van de punten van het lichaam verplaatsen, zal toch altijd de lijn, waarlangs de vervangende werkt, door het middelpunt dier krachten gaan.

Elk stoffelijk punt P , dat in de nabijheid van de oppervlakte der aarde wordt losgelaten, zal zich dus gaan bewegen in de richting naar het middelpunt der aarde. Maar het is niet deze beweging welke wij waarnemen, als een voorwerp valt; dit hangt samen met de asdraaiing der aarde.

Laat een stoffelijk punt P zich in A , in de onmiddellijke nabijheid van de oppervlakte der aarde in rust bevinden en dus aan haar asdraaiing deelnemen.

P heeft dan een eenparig cirkelvormige beweging; zijn deviatieversnelling heeft de richting van den straal naar het middelpunt

M toe en de grootte $\frac{c^2}{r}$, als c de

lijnsnelheid van P is en r cm. de straal AM (zie § 21). Deze deviatieversnelling worde voorgesteld door de lijn AB . Wordt nu P losgelaten, dan is de werkelijke versnelling die het verkrijgt de versnelling van de aantrekkingskracht, voorgesteld door de lijn AD . Ontbindt men deze in twee versnellingen, en is de eene ontbindingsversnelling die voorgesteld door de lijn AB , dan is de andere ontbindingsversnelling, voorgesteld door de lijn AC , volkomen bepaald. Deze laatste nu is de versnelling, welke P heeft ten opzichte van de aarde. Zij wordt de versnelling van de zwaartekracht genoemd en zal voortaan steeds door de letter g worden voorgesteld.

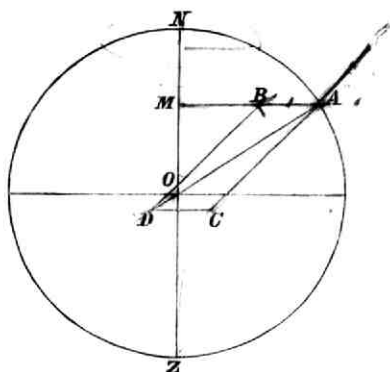


Fig. 31.

Een punt P krijgt dus onder den invloed der aarde een beweging ten opzichte van de oppervlakte der aarde, waarbij zijn devatieversnelling van standvastige grootte en richting, en onafhankelijk van zijn massa is. De kracht, welke blijkens deze versnelling op het punt P ten opzichte van de oppervlakte der aarde werkt, noemt men de zwaartekracht op P werkende of wel het gewicht van P . Is g de versnelling der zwaartekracht en heeft P een massa van m gram, dan is zijn gewicht mg dynamen groot.

Ten gevolge van de draaiing der aarde zal, zelfs als de versnelling der aantrekkingskracht overal op aarde even groot was, de versnelling der zwaartekracht op verschillende plaatsen verschillend zijn, en wel het grootst aan de polen, het kleinst aan den aequator.

Men heeft nu gevonden, niet alleen dat overal de versnelling van een vrij vallend voorwerp onafhankelijk is van zijn massa, maar ook dat zij des te grooter is, naarmate de plaats van waarneming grooter breedte heeft. Intusschen is de betrekking, die men uit proeven heeft afgeleid, tusschen de versnelling der zwaartekracht op een plaats en de breedte niet in overeenstemming met de onderstelling, dat de versnelling der aantrekkingskracht overal even groot zou zijn. Doch dit verschil is volkomen bevredigend te verklaren uit den afgeplatten vorm der aarde.

Er is dus geen redelijke twijfel mogelijk aan de juistheid van de verklaring, door Newton gegeven van de bewegingsverschijnselen, die wij bij vallende lichamen waarnemen.

Noemt men de versnelling van de zwaartekracht aan den aequator g_0 ; die op een plaats, waarvan de breedte φ is, $g\varphi$, dan heeft men gevonden dat alle waarnemingen omtrent deze grootheid goed voorgesteld worden door de betrekking:

$$g\varphi = g_0 + 5,06 \sin^2 \varphi.$$

Aan den aequator is de versnelling der zwaartekracht 978,10; in ons land 981,24; aan de polen verwacht men dat zij zijn zal 983,16 eenheden.

53. Zwaartepunt. Zoo een lichaam bestaat uit deeltjes van de massa's m_1, m_2, m_3 enz. gram, werken er ten gevolge van den invloed der aarde krachten op van m_1g, m_2g, m_3g enz. dynamen. Deze krachten mogen, indien het lichaam slechts kleine afmetingen heeft in vergelijking met de afmetingen der aarde, beschouwd worden als te werken langs onderling evenwijdige lijnen. Behandelen wij het als een lichaam, waarvan de deeltjes hun onderlinge afstanden onveranderd behouden, zoo kunnen wij van deze krachten de vervangende vinden. Deze vervangende wordt het gewicht van het lichaam genoemd; zij is $(m_1 + m_2 + m_3 + \text{enz.})g$ dynamen groot en heeft de verticale richting. Het middelpunt van deze krachten heet het zwaartepunt van het lichaam.

Indien de massa's van alle samenstellende punten van het lichaam even groot zijn en indien men aanneemt dat in onderling gelijke volumedeelen van het lichaam onderling gelijke aantallen deeltjes gevonden worden, met andere woorden, dat de dichtheid van het lichaam in alle gedeelten dezelfde is, zoo hangt de plaats van het zwaartepunt te midden van de samenstellende stoffelijke punten alleen af van den vorm van het lichaam; men kan de plaats er van door berekening vinden. Zoo is het zwaartepunt van een homogenen bol gelegen in het middelpunt van den bol; het zwaartepunt van een homogenen rechten kegel in de as van den kegel op een afstand van het grondvlak gelijk aan een vierde der hoogte van den kegel; enz.

Men kan zich ook voorstellen een geheel van punten die gelegen zijn op een oppervlak. Indien alle punten dezelfde massa hebben en op onderling gelijke oppervlakte-deelen eenzelfde aantal punten voorkomt, noemt men zulk een stelsel van stoffelijke

punten wel een gelijkmatig belast oppervlak of een homogeen oppervlak. Door berekening kan men de plaats van het zwaartepunt van zulk een stelsel vinden. Zoo ligt het zwaartepunt van een homogene bolvormige schil in het middelpunt van het boloppervlak; het zwaartepunt van een gelijkmatig belaste driehoek op het snijpunt der lijnen, uit de hoekpunten naar het midden der overstaande zijden getrokken; het zwaartepunt van een gelijkmatig belast parallellogram in het snijpunt der diagonalen.

Eindelijk is het mogelijk dat een reeks van punten gelegen zijn op een lijn; indien dan de massa's der punten even groot zijn en op deelen der lijn van onderling gelijke lengten hetzelfde aantal punten gevonden wordt, spreekt men van een gelijkmatig belaste of homogene lijn. De plaats van het zwaartepunt hangt dan alleen af van den vorm der lijn. Zoo is het zwaartepunt van een gelijkmatig belaste rechte lijn gelegen in het midden der lijn; dat van een gelijkmatig belaste cirkel in het middelpunt van den cirkel.

Daar de plaats van het zwaartepunt van een homogeen lichaam, of van een gelijkmatig belast oppervlak, of van een gelijkmatig belaste lijn een meetkundig punt is, dat geheel bepaald is door den vorm resp. van het lichaam, het oppervlak en de lijn, spreekt men ook van het zwaartepunt van een meetkundig lichaam, van dat van een oppervlak en dat van een lijn, en gebruikt men het woord zwaartepunt in de meetkunde.

Indien een lichaam niet homogeen is, maar men de dichtheid van zijn verschillende deelen kent, kan men ook door berekening de plaats van het zwaartepunt bepalen.

Heeft men te doen niet met een vast lichaam maar met een vloeibaar of een gasvormig lichaam, zoo kan men van de gewichten der deeltjes geen vervangende vinden, daar de deeltjes niet beschouwd kunnen worden hun onderlinge afstanden onveranderd te behouden. Men zou dus eigenlijk niet van het gewicht van een vloeibaar of van dat van een gasvormig lichaam kunnen spreken. Maar men is gewoon onder het gewicht van een vloeibaar of van een gasvormig lichaam eenvoudig te verstaan de som der gewichten van de samenstellende deeltjes; in deze beteekenis zullen ook wij de uitdrukking gebruiken.

54. Lichamen in rust. Wanneer een lichaam ten opzichte van de aarde in rust is, is de vervangende van alle krachten welke er op werken nul. Dit is bijv. het geval bij een voorwerp dat op

een tafel staat. Toch onderstelt men dat het voorwerp den invloed der aarde ondervindt, maar men neemt aan dat ten gevolge van den invloed, dien het gedeelte der tafel waarmede het in aanraking is uitoefent, er krachten op werken, die met zijn gewicht een vervangende nul opleveren. Men zegt dat het door de tafel gesteund wordt en dat het van de tafel in de verschillende punten van aanraking drukkingen ondervindt.

De vervangende van deze drukkingen alleen moet werken langs dezelfde lijn, waarlangs het gewicht werkt, maar in een richting tegengesteld aan die van het gewicht. De vervangende van deze drukkingen is dus een kracht, werkende langs de verticaal van het zwaartepunt naar boven; de grootte ervan is gelijk aan die van het gewicht.

Daar wij de gelijkheid van werking en terugwerking aannemen, stellen wij ons voor dat ook de tafel drukkingen ondervindt van het lichaam, even groot als die welke het lichaam van de tafel ondergaat. De vervangende van deze drukkingen is dus een kracht, die naar beneden werkt langs de verticaal van het zwaartepunt van het lichaam en even groot is als het gewicht van het lichaam.

De punten van een lichaam, waarin het die drukkingen ondergaat, noemt men wel de steunpunten van het lichaam, of de punten waarin het ondersteund wordt. Een lichaam kan in één of meer punten ondersteund worden. Zijn er meer steunpunten en liggen deze alle in een rechte lijn, dan noemt men deze lijn een steunlijn of steunas; liggen zij alle in een vlak, dan noemt men dit vlak een steunvlak.

Indien een lichaam slechts in één punt S ondersteund wordt, dan moet, wil het in rust zijn, dit steunpunt liggen op de verticaal van het zwaartepunt. De drukking toch, welke het lichaam ondervindt, is een kracht aangrijpende in S , die met het gewicht van het lichaam een vervangende nul moet opleveren. Deze drukking moet dus werken langs dezelfde lijn waarlangs het gewicht werkt, even groot zijn als het gewicht en een richting hebben tegengesteld aan die van het gewicht. En wil aan deze voorwaarden voldaan zijn, zoo moet in de eerste plaats het zwaartepunt met S op dezelfde verticaal liggen.

Heeft men een lichaam geplaatst op een fijne stift, dan is het mogelijk dat het in een stand gesteld wordt, waarbij het zwaartepunt en het steunpunt op dezelfde verticaal liggen, en dat toch het lichaam in dien stand niet te houden is zonder hulp van

buiten. Evenzoo zal men te vergeefs trachten een kegel met zijn top te doen rusten op een tafel. Men neemt waar, dat het steeds onmogelijk is een lichaam, hetwelk slechts in één punt ondersteund wordt, in rust te houden, zelfs al liggen steunpunt en zwaartepunt op dezelfde verticaal, wanneer het zwaartepunt hooger gelegen is dan het steunpunt. Wanneer daarentegen het zwaartepunt lager ligt dan het steunpunt, zoo is het lichaam gemakkelijk in rust te brengen. Bevestigt men aan het lichaam, dat op een stift geplaatst is, stangen met looden bollen zoodanig, dat het zwaartepunt van het geheel beneden het uiteinde van de stift komt te liggen, dan zal het lichaam op de stift in rust kunnen zijn.

Van dit verschijnsel kan men gemakkelijk een verklaring geven. Laat ons aannemen, dat het zwaartepunt G van het lichaam en het steunpunt S gelegen zijn op dezelfde verticaal; dat in S een kracht werkt langs deze verticaal naar boven even groot als het gewicht van het lichaam. De vervangende van het gewicht en deze drukking is dan nul. Indien dan werkelijk geen andere invloeden op het lichaam werkten, zou het in rust blijven. Maar wij zijn niet in staat een lichaam aan alle invloeden van buiten te onttrekken. De geringste luchtstrooming, de kleinste schok zal veroorzaken dat het lichaam den zoogenaamden evenwichtsstand verlaat en om het steunpunt, al is het nog zoo weinig, draait. Dan zal het lichaam onder den invloed van zijn gewicht en van de drukking S zich nog verder van zijn vorigen stand verwijderen en neervallen. Indien daarentegen het zwaartepunt G en het steunpunt S gelegen zijn op dezelfde verticaal, maar G lager ligt dan S , indien de vervangende van het gewicht en de drukking in S nul is, en dan door eenige werking van buiten het lichaam een kleine draaiing ondergaat om S , zoo zal het onder den invloed van zijn gewicht en van de drukking in S terugkeeren tot zijn vorigen stand.

In het eerste geval zegt men dat het lichaam verkeert in labielen of wankelbaren evenwichtsstand; in het laatste geval dat het lichaam in stabielen of standvastigen evenwichtsstand is.

Nog een derde geval kan voorkomen. Het is mogelijk dat het steunpunt samenvalt met het zwaartepunt. Dan zal men het lichaam kunnen draaien om het steunpunt en dus verwijderen uit zijn oorspronkelijken stand, maar dan zal het door den invloed van zijn gewicht en van de drukking in het steunpunt zich noch verder van zijn vroegeren stand verwijderen, noch naar zijn

vroegeren stand terugkeeren. Men zegt dan dat het lichaam in indifferenten of onverschilligen evenwichtsstand verkeert.

In het algemeen: als alle krachten, die bij een bepaalden stand van een lichaam er op werken, in evenwicht zijn en het lichaam in rust verkeert, maar het bij de geringste verplaatsing zich onder den invloed dezer krachten verder van zijn oorspronkelijken stand moet gaan verwijderen, zegt men dat het in labielen evenwichtsstand is. Wanneer het daarentegen bij een kleine verplaatsing onder den invloed dezer krachten terug moet keeren naar zijn vroegeren stand, zegt men dat het in stabielen evenwichtsstand is. Zal het onder den invloed dezer krachten bij een kleine verplaatsing noch terugkeeren tot den oorspronkelijken stand, noch zich verder van dezen stand verwijderen, zoo zegt men dat het in indifferenten evenwichtsstand is.

De waarneming leert dat in werkelijkheid nooit een lichaam bij labielen evenwichtsstand in rust is.

Als een lichaam ondersteund is in twee punten S_1 en S_2 , dan moeten, wil het in rust zijn, de drukkingen welke het in deze punten ondervindt een vervangende opleveren, die even groot is als het gewicht en langs de verticaal van het zwaartepunt naar boven werkt. De krachten in S_1 en S_2 aangrijpende, moeten dus langs lijnen werken, die in één vlak zijn gelegen; de lijn waarlangs haar vervangende werkt, dat is de verticaal van het zwaartepunt, moet de lijn S_1S_2 snijden. Het lichaam kan dus niet in rust zijn, tenzij de verticaal van het zwaartepunt de lijn S_1S_2 snijdt. Het is gemakkelijk in te zien dat het lichaam in labielen evenwichtsstand is, als het zwaartepunt G boven de lijn S_1S_2 ligt; in stabielen evenwichtsstand als G onder de lijn S_1S_2 gelegen is; in indifferenten evenwichtsstand als G zich op de lijn S_1S_2 bevindt.

Wanneer het lichaam in meer punten ondersteund is, alle gelegen op de lijn OO' , dan zal zoo het in rust is, ook de verticaal van G de lijn OO' moeten snijden. Ligt G boven de steunas, dan is de evenwichtsstand labiel; enz. Dit wordt duidelijk bij de beschouwing der figuren 32 en 33. In beide figuren stelt G' voor de plaats van het zwaartepunt als het lichaam een weinig om de steunas gedraaid is.

Wil een lichaam, dat ondersteund wordt in drie punten S_1 , S_2 en S_3 een stabielen evenwichtsstand hebben, zoo moet de verticaal van het zwaartepunt het steunvlak snijden binnen den

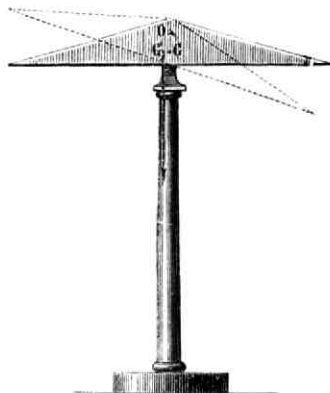


Fig. 32.

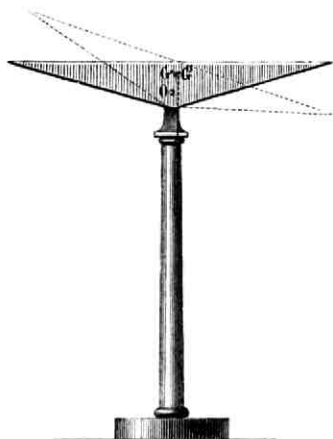


Fig. 33.

driehoek $S_1 S_2 S_3$. Zijn er meer steunpunten alle gelegen in hetzelfde vlak, zoo zal bij stabielen evenwichtsstand de verticaal van het zwaartepunt het steunvlak snijden binnen de rechte lijnige figuur, die steunpunten tot hoekpunten heeft en alle overige steunpunten omsluit.

55. Een lichaam opgehangen aan een draad. Een voorwerp, dat aan een dunnen draad bijv. van zijde opgehangen is, mag beschouwd worden in één punt S ondersteund te zijn. Is het in rust, zoo ligt S op de verticaal van het zwaartepunt G ; op S werkt een kracht langs de verticaal van G naar boven, die even groot is als het gewicht van het voorwerp. Deze kracht wordt geleverd door het onderende van het koord; zij wordt wel de tegenstand van het koord genoemd. Op grond van de aangenomen gelijkheid van werking en terugwerking nemen wij aan, dat ook omgekeerd het uiteinde van het koord naar beneden getrokken wordt door een kracht, even groot en langs dezelfde lijn werkende als de kracht waarmee het koord op S werkt. Hierdoor zullen de

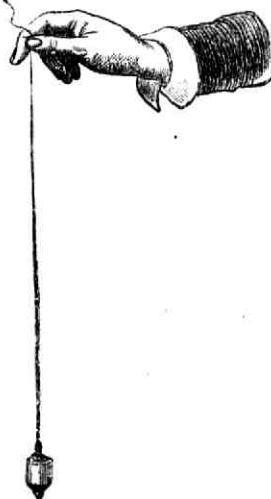


Fig. 34.

deeltjes van het koord eenigszins uiteen gedreven worden; het koord zal worden uitgerekt. Maar wij zullen hiermede geen rekening houden.

Houden wij het koord in de hand, zoo zal, wil het koord in rust zijn, de hand op het uiteinde moeten werken met een kracht verticaal naar boven gericht en even groot als die waarmede S op het andere uiteinde werkt, wanneer wij ten minste het gewicht van het koord verwaarloozen. Anders zal de grootte van deze kracht gelijk zijn aan de som der gewichten van het voorwerp en van het koord. De hand wordt natuurlijk door een even groote kracht naar beneden getrokken.

Indien het koord wat men noemt buigzaam is, zooals een dun zijden koord, zoo kan de waarneming ons leeren, dat de as van het koord een verticale richting heeft, wanneer het voorwerp A dat er aan hangt in rust is. Men kan namelijk op een voorwerp B een bepaald gedeelte onderkenbaar van de omliggende punten maken, bijv. door een krijstreepje aan te brengen. Laat men B vallen in de nabijheid van het koord en heeft men zich, terwijl één oog gesloten is, met het andere oog zoodanig geplaatst dat, als B zich begint te bewegen, het krijstreepje bedekt is door het koord, zoo blijft gedurende den geheelen val van B het krijstipje bedekt. De baan van het krijstipje, een verticale lijn, ligt dus in hetzelfde vlak als de as van het koord. De as van het koord ligt dus in een verticaal vlak. Men kan deze proef herhalen terwijl men B van een andere plaats uit laat vallen en dienovereenkomstig het oog een anderen stand geeft. De as van het koord ligt ook in een tweede verticaal vlak; de as van het koord is dus een verticale lijn.

Het gebruik van het paslood berust op deze eigenschap van een buigzaam koord.

Uit deze proef komt men ook tot het besluit dat een buigzaam koord in het algemeen slechts een tegenstand kan bieden in de richting van zijn as. Intusschen zal dit alleen volkomen waar zijn, wanneer de te leveren tegenstand een zeker bedrag heeft. Onderstelt men van een koord dat de tegenstand, hoe klein deze zijn moge, de richting van de as van het koord heeft, zoo noemt men zulk een koord volkomen buigzaam. In werkelijkheid bestaat zulk een koord niet.

Als een lichaam aan een buigzaam koord opgehangen is en in rust verkeert, bevindt zich het zwaartepunt G op de as van het koord. Hangt men achtereenvolgens een lichaam in twee

verschillende punten op aan een koord, en weet men de richting der as van het koord telkens ten opzichte van de samenstellende punten van het lichaam te bepalen, zoo levert het snijpunt der lijnen, waarmede achtereenvolgens deze as samenviel, de plaats van het zwaartepunt. Dit is een der gebruikelijke methoden om proefondervindelijk de plaats van het zwaartepunt van een lichaam te bepalen, indien de berekening hiervan moeilijkheden oplevert.

56. Balans. Wanneer een staaf ondersteund wordt in punten welke alle op één lijn liggen, en zij in rust is, dan moet volgens § 54 de verticaal van het zwaartepunt der staaf deze steunas snijden; ook moet het zwaartepunt beneden de steunas liggen, wil de staaf in stabielen evenwichtsstand zijn. Hierbij is ondersteld dat de staaf alleen onder den invloed van de zwaartekracht en van den tegenstand der as verkeert.

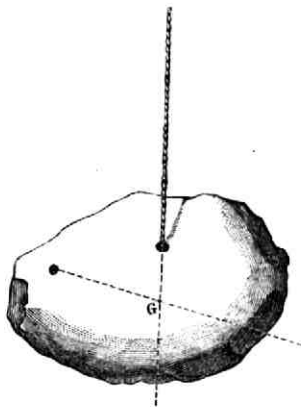


Fig. 35.

Het hoofddeel van een balans is een staaf AB waarvan de steunas horizontaal is; zij wordt gewoonlijk het juk der balans genoemd.

Aan het juk is een stalen prisma O bevestigd, welks eene scherpe kant de steunas vormt en aan weerszijden van de staaf rust op een horizontaal gestelde glazen of agaten plaat. Aan elk der uiteinden A en B bevindt zich ook een stalen prisma met den scherpen kant naar boven gekeerd. De scherpe kanten van de prisma's A , B en O behooren

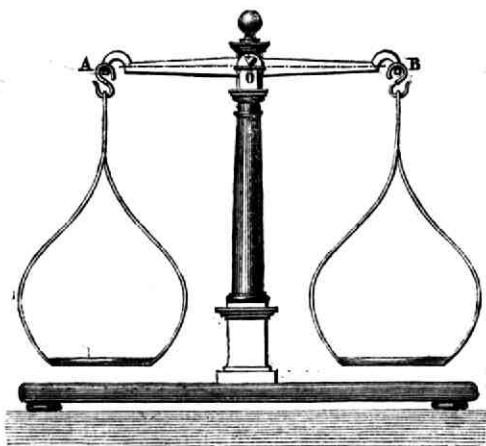


Fig. 36.

onderling evenwijdig te zijn en in hetzelfde vlak te liggen; bovendien

behoort de afstand van den scherpen kant A tot den scherpen kant O even groot te zijn als de afstand van den scherpen kant B tot den scherpen kant O . Eindelijk verlangt men dat het vlak gebracht door de steunas O en het zwaartepunt van het juk, loodrecht staat op het vlak waarin de assen A , B en O gelegen zijn. Indien het juk aan zichzelf wordt overgelaten en in rust is, is dit vlak horizontaal. Den stand van het juk waarbij dit vlak horizontaal is, noemt men den horizontalen evenwichtsstand van het juk. Aan het juk is gewoonlijk een wijzer aangebracht, welke een bepaalde, gemakkelijk te herkennen plaats inneemt als het juk in den horizontalen evenwichtsstand is. Hiertoe beweegt de wijzer zich langs een verdeeld cirkelboogje of tusschen twee koperen spijltjes, die het zoogenaamde huisje van de balans vormen. Staat de wijzer tegenover de verdeeling nul of tusschen de spijltjes (in het huisje), zoo behoort het juk den horizontalen evenwichtsstand te hebben.

De stalen prisma's A , B en O worden dikwijls messen genoemd.

Bij een gewone balans zooals zij in figuur 36 is afgebeeld, worden door middel van S -vormige stukken schalen aan de messen A en B gehangen. Indien de schalen hetzelfde gewicht hebben, zal het juk denzelfden evenwichtsstand aannemen als het deed toen er geen schalen aan de messen A en B gehangen waren. Want de schalen zijn in rust door den tegenstand van de assen A en B ; elke as drukt tegen een S -vormig stuk naar boven; deze drukking moet werken langs de verticaal van het zwaartepunt der schaal naar boven en gelijk zijn aan het gewicht der schaal. Omgekeerd zal ook het S -vormig stuk op de as A een drukking Q_1 uitoefenen, welke werkt langs de verticaal van het zwaartepunt der schaal naar beneden en gelijk is aan het gewicht der schaal. Evenzoo ondervindt de as B een drukking Q_2 , welke werkt langs de verticaal van het zwaartepunt der andere schaal en gelijk is aan het gewicht der andere schaal.

Nu is Q_1 even groot als Q_2 ; het middelpunt der krachten Q_1 en Q_2 ligt dus op het midden der lijn die haar aangrijpingspunten verbindt. Daar volgens de onderstelling de afstand van de as A tot de as O even groot is als de afstand van de as B tot de as O , ligt het middelpunt van Q_1 en Q_2 op de steunas. De vervangende dier krachten, en dus die krachten zelve kunnen daarom geen invloed hebben op den evenwichtsstand van het juk.

Omgekeerd, indien het juk den horizontalen evenwichtsstand inneemt nadat de schalen aan de assen A en B zijn opgehangen,

besluiten wij hieruit dat het gewicht van de eene schaal even groot is als het gewicht van de andere schaal.

Brengt men nu in de eene schaal een voorwerp *C* en in de andere een voorwerp *D*, en blijft hierbij het juk in den horizontalen evenwichtsstand, zoo besluiten wij hieruit dat het gewicht van het voorwerp *C* even groot is als het gewicht van het voorwerp *D*.

Wij hebben gezien hoe Newton de bewegingsverschijnselen, die zich in de onmiddellijke nabijheid van de oppervlakte der aarde vertoonen, verklaard heeft uit zijn hypothese omtrent de werking, die twee deeltjes op elkander uitoefenen. Volgens de theorie op deze hypothese opgebouwd, is het gewicht van een lichaam evenredig aan zijn massa. Aanvaardt men deze hypothese met de daarop gebouwde theorie, wat algemeen gedaan wordt, dan bezitten de voorwerpen *C* en *D* die hetzelfde gewicht hebben, ook dezelfde massa.

Zoo stelt de balans ons in staat te beoordeelen of de massa's van twee voorwerpen even groot zijn. Dit is volkomen toereikende voor het meten van massa's.

Wij hebben ondersteld dat de balans voldeed aan alle voorwaarden die wij genoemd hebben. Wij willen voorloopig nog aannemen dat dit werkelijk het geval is, en zoo straks onderzoeken hoe wij te werk gaan, indien in dit opzicht twijfel bestaat.

Als eenheid van massa heeft men aangenomen, zooals reeds in § 19 vermeld is, het duizendste deel van de massa van een stuk platina, dat in Parijs bewaard wordt. Deze eenheid wordt gram genoemd; de massa van dat stuk platina kilogram. Men kan nu tien stukken platina vervaardigen, die onderling gelijke massa's hebben en te zamen een massa gelijk aan die van het stuk platina. Elk dezer stukken heeft dan een massa van $\frac{1}{10}$ kilogram. Zoo kan men voortgaan en stukken vervaardigen, die een massa hebben van 10 gram, 1 gram, $\frac{1}{10}$ gram enz. Het behoeft niet gezegd te worden dat de vervaardiging van dergelijke stukken zeer veel zorg en tijd vereischt.

De meeste beschaafde staten, ook Nederland, hebben met opoffering van groote kosten één of meer stukken platina laten vervaardigen, die zoo nauwkeurig als de tegenwoordige instrumenten het mogelijk maken, dezelfde massa hebben als het in Parijs bewaarde zoogenaamde normale kilogram.

Met copieën hiervan worden dan de gewone koperen stukken onderzocht, die algemeen in gebruik zijn en althans in ons land van regeeringswege geijkt worden.

De afstand van O tot de lijn waarlangs Q_1 werkt is gelijk aan $A'K$; die van O tot de lijn waarlangs Q_2 werkt, gelijk aan $B'L$; die van O tot de lijn waarlangs Q werkt, gelijk aan $G'R$. Is l cm. de afstand van A tot O of van B tot O en z cm. de afstand van O tot G of van O tot G' , zoo is

$$A'K = B'L = l \cos \alpha \qquad G'R = z \sin \alpha$$

Het moment van Q_1 ten opzichte van O is $-Pgl \cos \alpha$ eenheden; dat van Q_2 is $+(P+p)gl \cos \alpha$ eenheden; dat van Q is $-\pi gz \sin \alpha$ eenheden.

Is het juk in rust, dan heeft men

$$(P+p)gl \cos \alpha - Pgl \cos \alpha - \pi gz \sin \alpha = 0$$

Hieruit is gemakkelijk af te leiden:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{pl}{z\pi} \dots \dots \dots (1)$$

De deelen van het juk van de as O tot de as A en van de as O tot de as B noemt men de armen van het juk of van de balans; den hoek α graden, den hoek van doorslag.

Daar wij aannemen dat de massa's van de schalen onderling gelijk zijn, is p gram het verschil in massa van de voorwerpen D en C . Uit vergelijking (1) zien wij nog dat de hoek van doorslag des te grooter wordt naarmate het verschil in massa van D en C toeneemt, maar onafhankelijk is van de massa's zelve van C en D .

De gevoeligheid van een balans wordt beoordeeld naar den doorslag, welken het juk krijgt ~~by~~ een bepaald verschil in massa van de voorwerpen D en C ; hoe grooter deze doorslag, hoe grooter de gevoeligheid. Uit vergelijking (1) blijkt dat de balans des te gevoeliger is naarmate l grooter en π en z kleiner zijn. Wil men dus een zeer gevoelige balans hebben, dan moeten de armen van het juk lang zijn, de afstand van het zwaartepunt van het juk tot de steunas moet klein en de massa van het juk ook klein wezen.

Intusschen is de ontwikkelde theorie van de balans alleen dan aannemelijk, wanneer het juk beschouwd mag worden als een vast lichaam, waarvan de deeltjes hun onderlinge afstanden niet wijzigen. Het juk moet dus stevig zijn en geen buiging ondergaan. Men mag dan ook de schalen van een balans niet te zwaar belasten. Op elke balans ~~balans~~ behoort door den vervaardiger vermeld te worden wat de grootste massa is, die men in elke schaal kan plaatsen zonder gevaar voor waarneembare doorbuiging.

Om zooveel mogelijk stevigheid van het juk te verbinden aan geringheid van massa, geeft men aan het juk van de fijnere balansen, zooals er een in figuur 38 is afgebeeld, den vorm van een

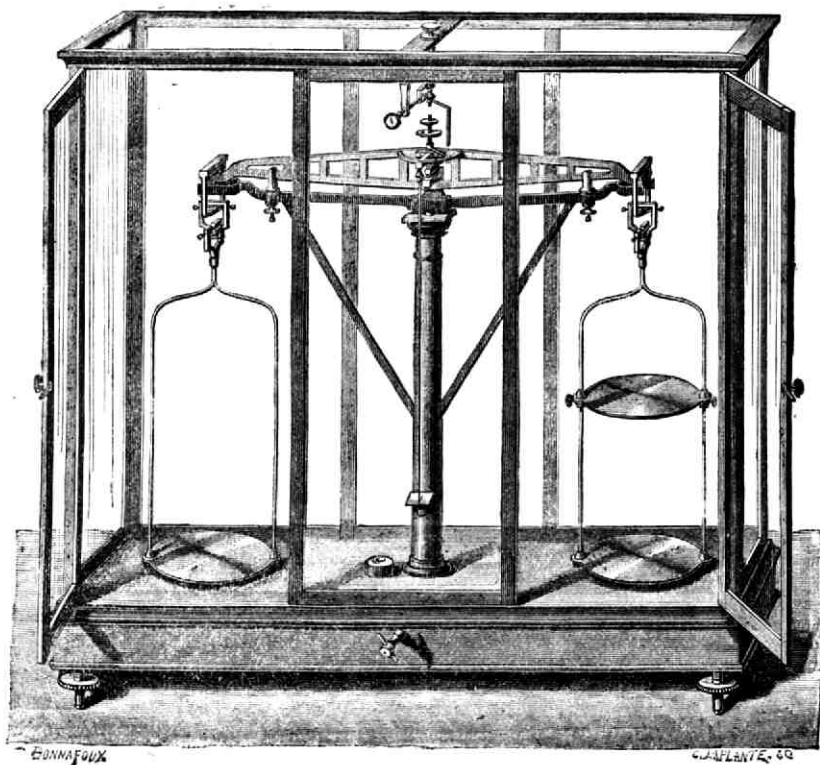


Fig. 38.

verlengde ruit. Een dergelijke fijne balans wordt geplaatst in een glazen kast om haar aan de vochtigheid der lucht te kunnen onttrekken en ook om bij het verrichten van wegingen geen last te hebben van luchtstroomingen. De houten bodem van de kast is geplaatst op stelschroeven. Door middel van deze kan men de steunas van het juk horizontaal plaatszen. Hiertoe bevindt zich een luchtbelwaterpas binnen de glazen kast.

Aan de ophanging der schalen besteedt men bij de fijnere balansen veel zorg. De wijze van ophanging is uit figuur 39 duidelijk te zien. Op den scherpen kant van het stalen prisma, aan elk der uiteinden van het juk aangebracht, hangt een beugel van

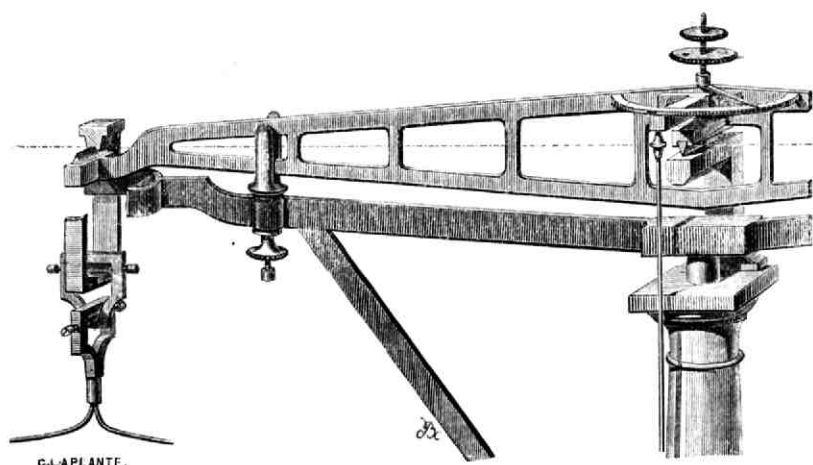


Fig. 39.

een stalen of agaten plaatje voorzien. In de figuur is de helft hiervan weggesneden gedacht. Aan dezen beugel hangt een tweede beugel, waarin de schaal is opgehangen. Deze inrichting heeft ten doel te zorgen, dat de drukkingen, uitgeoefend op het mes van het juk, altijd in dezelfde punten worden ondervonden, onafhankelijk van de plaatsing van het voorwerp op de schaal.

Wanneer men massabepalingen verricht verlangt men niet altijd dezelfde nauwkeurigheid en dus ook niet dezelfde gevoeligheid van de balans. Hoe gevoeliger een balans, hoe tijdroovender een weging is. Men kan nu de balans meer of minder gevoelig maken door het zwaartepunt van het juk meer of minder nabij de steunas van het juk te brengen. Dit bereikt men door middel van een stift op het juk bevestigd en voorzien van een schroefdraad. Een koperen plaatje kan hierlangs naar beneden en naar boven geschroefd worden; draait men het naar beneden, zoo neemt de afstand van het zwaartepunt tot de steunas toe; verplaatst men het naar boven, zoo neemt de afstand van het zwaartepunt tot de steunas af. Zelfs bij de fijnste wegingen verlangt men niet dat het zwaartepunt van het juk op de steunas ligt. Dan toch zou de balans zelfs bij het geringste verschil in massa tusschen de voorwerpen in de schalen doorslaan totdat een der schalen op den bodem van de kast rust; en men wenscht altijd uit de grootte van den doorslag op te kunnen maken of het verschil in massa aanzienlijk is of gering.

In de afgebeelde balans bevindt zich in het midden van het juk nog een wijzer, dien men met behulp van een knop boven de glazen kast uitstekende kan verplaatsen langs een verdeelden cirkel. Staat de wijzer evenwijdig met de steunas van het juk, dan heeft hij geen invloed op den stand van het juk. Draait men hem een zekeren hoek, dan is de invloed dezelfde alsof men in de eene schaal van de balans een voorwerp van kleine massa had gebracht. Van te voren is bepaald met welke massa-vermeerdering in een der schalen een bepaalde draaiing van den wijzer overeenkomt. Indien dan het juk zich bijna in den horizontalen evenwichtsstand bevindt, kan men door verplaatsing van den wijzer het juk dien stand volkomen doen aannemen.

Wij hebben in de ontwikkelde theorie geen rekening gehouden met de wrijving van de assen; men tracht dan ook ze zoo gering mogelijk te maken. Hierom laat men het juk rusten met den scherpen kant van een stalen prisma op een agaten of op een stalen plaat. Maar men wil ook tegen de afslijting van de messen zooveel mogelijk waken. Men laat daartoe het juk alleen als men weegt met het mes rusten op de agaten of stalen plaat en evenzoo hangen de schalen, wanneer men de balans niet gebruikt, niet aan het juk. Een vork is aangebracht en in de figuren te zien, die men door middel van een knop buiten de glazen kast kan opheffen, en die dan zoowel het juk als de schalen draagt.

Als men een balans in gebruik gaat nemen, behoort men te onderzoeken of werkelijk voldaan is aan de voorwaarden, welke men aan een goede balans stelt, namelijk dat de armen even lang zijn, dat de steunas met de messen, waaraan de schalen hangen in hetzelfde vlak ligt, en dat dit vlak horizontaal is zoo de wijzer tegenover het nulpunt van den verdeelden cirkel staat. Indien de wijzer tegenover het nulpunt van de verdeeling staat wanneer de voorwerpen C en D in de schalen zijn en dezen stand weer inneemt, nadat men de voorwerpen van schaal heeft doen verwisselen; indien de hoek van doorslag α graden is, zoo de voorwerpen C' en D' in de schalen zijn, en dezelfde hoek van doorslag waargenomen wordt zoo men in de schalen voorwerpen van onderling gelijke massa's er aan toevoegt, dan wordt aan alle voorwaarden voldaan. Dit is gemakkelijk in te zien.

Blijkt het dat de balans niet volkomen goed is, zoo kan men, mits de balans gevoelig zij, toch zeer nauwkeurige wegingen verrichten, wanneer men zich wat meer moeite getroosten wil.

Men maakt dan gebruik van de methode van dubbele weging, die het eerst door Borda werd aangewezen. Hiertoe plaatse men het voorwerp C , waarvan men de massa bepalen wil, op de eene schaal van de balans en legge op de andere zooveel voorwerpen, onverschillig van welken aard, dat het juk den horizontalen evenwichtsstand inneemt. Nu neemt men het voorwerp C van de schaal, maar plaatst op dezelfde schaal geijkte stukjes koper of platina, totdat wederom het juk in den horizontalen evenwichtsstand komt. De gezamenlijke massa van de geijkte stukjes is dan de gezochte massa van het voorwerp C .

Wij hebben bij deze beschouwingen geen rekening gehouden met den invloed der omgevende lucht. Wij zullen later den aard van dezen invloed leeren kennen en de wijze waarop men de onnauwkeurigheid van een massabepaling kan vermijden, die hiervan het gevolg zou zijn.

Met behulp van de balans kan men nu ook de soortelijke massa van een stof bepalen. Hiertoe behoeft men van een voorwerp van deze stof slechts het volume en de massa te zoeken. Wij komen hierop terug wanneer wij een der meest geschikte methoden zullen hebben leeren kennen voor de bepaling van het volume van een lichaam.

57. Enkelvoudige slinger. Indien een voorwerp P opgehangen wordt aan een buigzaam koord dat in O bevestigd is, zal de as van het koord, zoo P in rust is, de verticale richting hebben. Laat ons aannemen dat P zich in de plaats A bevindt.

Brengt men P uit den evenwichtsstand bijv. in B , terwijl men zorgt dat het koord gestrekt blijft, en wordt P dan losgelaten, zoo keert het naar den stand A terug, gaat er voorbij, komt in een stand C , waar het gedurende een oogenblik in rust is, beweegt zich weer naar A , gaat hier voorbij, enz.; P blijft zich in één vlak bewegen, het vlak gebracht door de verticaal van O en door B . Na eenige schommelingen komt P in rust.

Een dergelijke toestel wordt slinger genoemd en wel enkelvoudige slinger. De verklaring van de beweging van het voorwerp P wordt gevonden in de werking der zwaartekracht.

Zooals men meestal bij de verklaring van verschijnselen moet doen, zullen wij beginnen met het maken van verschillende onderstellingen, die niet volkomen beantwoorden aan de werkelijkheid.

Men kan de theorie opbouwen van een gefingeerden slinger; de uitkomsten hiervan zullen niet volkomen in overeenstemming

zijn met wat wij bij een werkelijk bestaanden slinger waarnemen. Maar wij gevoelen ons bevredigd als dit verschil verklaard kan worden uit de onjuistheid van de gemaakte onderstellingen.

Wij nemen aan dat het koord volkomen buigzaam is en dus alleen een tegenstand kan bieden in de richting van zijn as; dat het koord onrekbaar is en dus dezelfde lengte behoudt, hoe groot de tegenstand dien het biedt zijn moge; dat de massa van het koord verwaarloosd mag worden; dat de omgevende lucht geen weerstand biedt aan het zich bewegende voorwerp, en dat het koord in O geen wrijving ondergaat.

Indien dan P zich bevindt in de plaats B , is het onder de inwerking van twee krachten, zijn gewicht Q groot mg dynamen

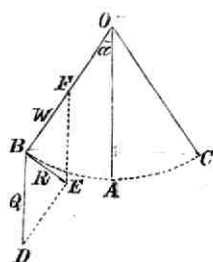


Fig. 40.

(als m gram de massa van P en g eenheden de versnelling der zwaartekracht is) en de kracht W werkende langs de as van het koord. Daar het koord onrekbaar is, is P genoodzaakt een cirkel te beschrijven; in B is P in rust en gaat zich bewegen; er werkt dus in B op P een kracht R in de richting der beweging, dat wil zeggen langs de raaklijn BE in B aan de baan aangebracht. Deze raaklijn BE staat loodrecht op de lijn OB . De kracht

R is resultante van Q en W . De grootte van W moet nu zoodanig zijn dat de resultante van Q en W een kracht is, werkende in een richting loodrecht op OB . Door uit het uiteinde D van de lijn BD , welke de kracht Q voorstelt, een lijn te trekken evenwijdig met BO , die de lijn BE in E snijdt, en door uit E een verticale lijn te trekken, die OB in F snijdt, krijgen wij de lijnen BE en BF , welke resp. de krachten R en W voorstellen. Is hoek $AOB = \alpha$ graden, zoo is $W = mg \cos \alpha$ en $R = mg \sin \alpha$ dynamen.

Zoodra P de plaats B verlaten heeft, verandert de richting der kracht W en ook de grootte.

Wij moeten de verdere ontwikkeling der theorie achterwege laten, omdat zij de kennis van hoogere wiskunde vereischt. Wij deelen alleen eenige uitkomsten mede.

Wanneer P den evenwichtsstand A voorbijgegaan is, bereikt het een uitersten stand C zoodanig dat $\angle AOC = \angle AOB$ is; van C keert het terug over A naar B ; van B weer naar C , enz. De snelheid van P is altijd zoodanig, dat het gewonnen of het verloren arbeidsvermogen van beweging gelijk is aan het verloren of het gewonnen arbeidsvermogen van plaats. Deze uitkomst van

de theorie stelt ons in staat de snelheid te berekenen van P , in welken stand het zich moge bevinden. Indien bijv. P in A is gekomen en dan een snelheid van x eenheden bezit, is zijn gewonnen arbeidsvermogen van beweging sedert het in B was, $\frac{mx^2}{2}$ ergisten. Is de afstand van O tot A of, zooals men zegt, de lengte van den slinger l cm., zoo heeft P zich $l(1 - \cos \alpha)$ cm. verplaatst in de richting der kracht Q ; het heeft ten gevolge hiervan een arbeidsvermogen van plaats verloren van $mgl(1 - \cos \alpha)$ ergisten. P heeft zich niet verplaatst in de richting der kracht W ; het heeft dus hierbij geen arbeidsvermogen van plaats verloren of gewonnen. Het totale verloren arbeidsvermogen van plaats is dus $mgl(1 - \cos \alpha)$ ergisten en wij krijgen de vergelijking:

$$\frac{mx^2}{2} = mgl(1 - \cos \alpha)$$

of
$$x = \sqrt{2gl(1 - \cos \alpha)} \dots \dots \dots (1)$$

Het is nu gemakkelijk in te zien dat de snelheid van P voortdurend toeneemt als het zich van B naar A begeeft; in A is de snelheid van P het grootst, dan neemt zij weer af en is nul als P in C is gekomen.

Wanneer P in A is, is de kracht W groot $mg + \frac{mx^2}{l}$ of $mg(3 - 2 \cos \alpha)$ dynamen.

De tijd, welken P besteedt om van den uitersten stand B in den uitersten stand C te komen, wordt de slingertijd van den slinger genoemd; hij is t seconden groot, als

$$t = \pi \sqrt{\frac{l}{g}} \cdot \left\{ 1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} + \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{4}\right)^2 \sin^4 \frac{\alpha}{2} + \dots \text{enz.} \right\} \dots (2)$$

Wanneer de hoek α , de zoogenaamde hoek van uitslag, klein is, is de waarde van $\sin^2 \frac{\alpha}{2}$, $\sin^4 \frac{\alpha}{2}$, enz. gering. Met een groote mate van benadering mag men dan stellen

$$t = \pi \sqrt{\frac{l}{g}} \dots \dots \dots (3)$$

Mits de hoek van uitslag klein zij, is de slingertijd dus onafhankelijk van dien hoek, en hangt alleen af van de lengte van den slinger en van de versnelling der zwaartekracht.

Men heeft nu door proefnemingen te onderzoeken of de uitkomsten der theorie in overeenstemming zijn met de werkelijkheid. Hiertoe vervaardigde men twee enkelvoudige slingers, die zoo nauwkeurig mogelijk even lang zijn. Den eenen slinger S_1 late men kleine schommelingen maken, zoodat de hoek van uitslag steeds zeer klein blijft. Den tweeden slinger S_2 late men afwisselend kleinere en grootere schommelingen maken; dan kan men er zich van overtuigen dat werkelijk de slingertijden van beide slingers even groot zijn, en dat dus de slingertijd van een slinger onafhankelijk is van den hoek van uitslag, mits deze klein blijve.

De gefingeerde slinger zou voortdurend in beweging moeten blijven; dat doet een werkelijke slinger niet, die na eenige schommelingen in rust komt. Hier bestaat dus een verschil tusschen een uitkomst der opgestelde theorie en de waarneming. Maar wij hebben alleszins recht dit verschil toe te schrijven aan den invloed van den tegenstand der lucht en van de wrijving, die in het ophangpunt O door het koord wordt ondervonden. Indien men toch in een nagenoeg luchtledige ruimte een slinger in beweging brengt, zoo blijft hij gedurende veel langeren tijd in schommeling dan wanneer dezelfde slinger in de lucht heen en weer gaat. Ook in het luchtledige komt eindelijk de slinger in rust; dit mag men beschouwen als het gevolg van den tegenstand tegen buiging door het koord in het ophangpunt ondervonden.

Tengevolge van den tegenstand der lucht en van dien in het ophangpunt is de snelheid, waarmede een werkelijke slinger zijn evenwichtsstand voorbijgaat, iets kleiner dan die, welke uit vergelijking (1) zou volgen.

Volgens (3) is de slingertijd onafhankelijk van de massa van het slingerend voorwerp. Brengt men naast elkander een looden en een houten bol, ieder aan een dunnen draad van dezelfde lengte opgehangen, in beweging, zoo ziet men dat wel bij den houten bol de hoek van uitslag spoediger afneemt dan bij den looden; maar de slingertijden blijken geheel aan elkander gelijk te zijn.

Men kan verder twee slingers S_1 en S_2 vervaardigen, waarvan de eene, bijv. S_2 , slechts $\frac{1}{4}$ van de lengte heeft van den anderen. Volgens vergelijking (3) moet dan de slingertijd van S_2 slechts de helft zijn van den slingertijd van S_1 ; dat wil zeggen, in het tijdsverloop waarin S_1 eenmaal heen en weer gaat, moet S_2 tweemaal heen en weer gaan. De proef leert, dat dit werkelijk gebeurt.

Eindelijk kan men verschillende slingers van onderling gelijke lengten op verschillende plaatsen in beweging brengen; heeft

men dan rechtstreeks de versnelling der zwaartekracht op elk der plaatsen bepaald (§ 52), dan kan men onderzoeken of werkelijk, zooals vergelijking (3) eischt, de slingertijden op twee plaatsen zich verhouden omgekeerd als de wortels uit de versnellingen der zwaartekracht. Ook in dit opzicht heeft men bevredigende overeenkomst gekregen tusschen de theorie en de waarneming.

Zoo is men tot de overtuiging geraakt dat de opgestelde theorie in hoofdzaak juist is, en dat men door een goede keuze van den draad en door een met zorg verrichte ophanging vergelijking (3) voor de practijk waar kan maken; zoodat men het verschil tusschen den werkelijken slingertijd en den slingertijd voortvloeiende uit vergelijking (3) mag verwaarloozen.

Dikwijls komt het voor dat, wanneer men zich eerst overtuigd heeft van de juistheid eener theorie door het meten van grootheden langs rechtstreekschen weg, men omgekeerd van de uitkomsten der theorie gebruik maakt om diezelfde grootheden gemakkelijker en nauwkeuriger te bepalen.

Door rechtstreeksche bepaling van de versnelling der zwaartekracht op verschillende plaatsen der aarde en van den slingertijd van een slinger van bepaalde lengte, is men tot het besluit gekomen dat die slingertijd omgekeerd evenredig is met den wortel uit de versnelling der zwaartekracht. Nu doet men omgekeerd vergelijking (3) dienen tot bepaling van de versnelling der zwaartekracht. Uit (3) is namelijk af te leiden:

$$g = \frac{\pi^2 l}{t^2} \dots \dots \dots (4)$$

Bepaalt men dus van een enkelvoudigen slinger de lengte en den slingertijd op een bepaalde plaats, zoo kan men door middel van vergelijking (4) de versnelling der zwaartekracht op deze plaats vinden. Deze methode stelt in staat niet alleen gemakkelijker de versnelling der zwaartekracht op eenige plaats te bepalen, maar ook nauwkeuriger dan de rechtstreeksche methode.

68. Samengestelde slinger. Elk lichaam dat om een horizontale as bewegelijk is, kan als een samengestelde slinger beschouwd worden. Meestal heeft hij den vorm van een staaf; aan het benedeneinde bevindt zich een lensvormig metalen stuk M , dat de staaf omgeeft en op een schroef V rust; deze schroef kan over een kleinen afstand verplaatst worden, omdat in het onderste gedeelte van de staaf een schroefdraad is gesneden. In het bovenste



Fig. 41.

gedeelte van de staaf is een opening gemaakt en aan den bovenkant hiervan een stalen of agaten plaatje aangebracht. Dit plaatje en hiermede de geheele slinger rust op den horizontaal gestelden scherpen kant van een stalen prisma; de lijn waarop de punten gelegen zijn, waarin de slinger ondersteund wordt, noemen wij de ophangas.

Dikwijls is ook een stalen prisma aan de staaf bevestigd en rust de scherpe kant hiervan op twee in hetzelfde horizontale vlak gelegen agaten plaatjes. Dan is deze scherpe kant de ophangas.

Brengt men den slinger uit den evenwichtsstand, waar hij in rust is, naar links en laat men hem los, zoo gaat hij terug, den evenwichtstand voorbij en bereikt een uitersten stand rechts; dan keert hij terug, enz. Neemt men aan dat de staaf behandeld mag worden als een vast lichaam, welks deeltjes hun onderlinge afstanden niet kunnen veranderen, en dat zich alleen om de ophangas kan bewegen; neemt men aan dat alleen de zwaartekracht en de tegenstand in de ophangas ondervonden, op den slinger werken; dan kan men door berekening de beweging vinden welke de slinger verkrijgt, zoo hij uit zijn evenwichtsstand wordt gebracht en aan zich zelve overgelaten.

Alle deeltjes van den slinger bereiken te gelijk den uitersten stand links en ook te gelijk den uitersten stand rechts. Het tijdsverloop, dat de slinger besteedt om van den eenen uitersten stand in den anderen te komen, wordt weder de slingertijd genoemd.

Uit de zooeven vermelde berekening volgt dat de slingertijd van een samengestelden slinger dezelfde is als die van een enkelvoudigen slinger van bepaalde lengte; deze lengte hangt alleen af van den vorm en de afmetingen van den samengestelden slinger, en van de dichtheid der verschillende deelen waaruit hij bestaat. Zoo kan men door verplaatsing van de schroef *V* en de hierdoor veroorzaakte verschuiving van het lensvormig stuk *M* den slingertijd wijzigen.

Ter opheldering diene de volgende beschouwing. Een deeltje *A* dat in de nabijheid van de ophangas zich bevindt, zou indien het door een fijnen draad met een punt der ophangas verbonden

was (of, zooals men het ook uitdrukt, indien het vrij om de ophangas kon slingeren) in korteren tijd heen en weer gaan dan nu het deel uitmaakt van den samengestelden slinger. Het wordt als het ware door zijn samenhang met de andere deelen van den slinger in zijn beweging belemmerd. Het is mogelijk dat een ander deeltje B , verder van de ophangas verwijderd, langeren tijd zou behoeven om heen en weer te gaan indien het vrij om de ophangas kon slingeren, dan nu het vast verbonden is aan den samengestelden slinger. Door den samenhang met de overige deelen wordt de beweging van B versneld. Tusschen A en B bevindt zich dan ergens een deeltje C dat, nu het deel uitmaakt van den samengestelden slinger, juist dezelfde beweging heeft als het hebben zou wanneer het vrij om de ophangas kon slingeren. Een dergelijk punt C heet een slingerpunt; de afstand van zulk een punt C tot de ophangas is de lengte van den enkelvoudigen slinger, die denzelfden slingertijd heeft als de samengestelde slinger. Er is een geheele reeks van punten C , alle gelegen op een lijn, evenwijdig met de ophangas; deze lijn noemen wij de as van slingerpunten. Uit de wiskundige theorie volgt nog dat, wanneer van een samengestelden slinger O de ophangas is en S de hierbij behoorende as van slingerpunten, O de as van slingerpunten wordt, indien men S ophangas maakt. Daar de slingertijd van een samengestelden slinger behalve van de versnelling der zwaartekracht, alleen afhangt van den afstand van de as van slingerpunten tot de ophangas, is de slingertijd met S als ophangas even groot als de slingertijd met O als ophangas.

Door proeven heeft men op zeer bevredigende wijze de juistheid van de uitkomsten der theorie aangetoond. Omgekeerd kan men haar nu doen dienen tot bepaling van de versnelling der zwaartekracht. Hiertoe heeft men aan een staaf twee stalen prisma's aangebracht, waarvan de scherpe kanten Q en S onderling evenwijdig en naar elkander toegekeerd zijn. In het midden der staaf bevinden zich twee of meer verschuifbare gewichten. Men laat de staaf achtereenvolgens om O en S slingeren en verschuift de gewichten zoo lang, tot de slingertijd wanneer de staaf om O slingert, juist even groot is als de slingertijd wanneer zij om S slingert. Dan weet men dat bij O als ophangas S als as van slingerpunten behoort.

De slingertijd is, indien l cm. de afstand der assen O en S is en de versnelling der zwaartekracht g eenheden bedraagt, t

seconden, zoo $t = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$. Bepaalt men nu den slingtijd

en den afstand der assen, dan kan men g vinden. Een op dergelijke wijze ingerichte slinger wordt reversieslinger genoemd.

Aan deze methode tot bepaling van de versnelling der zwaartekracht wordt door sommigen de voorkeur gegeven boven de methode in de vorige paragraaf besproken, omdat bij deze laatste geen rekening gehouden wordt met de massa van het koord.

De gewichtigste toepassing van den samengestellten slinger is wel het gebruik dat men ervan maakt voor de regeling van uurwerken. Huygens (1629—1695) was de eerste, die een slingeruurwerk inrichtte.

HOOFDSTUK IV.

VLOEIBARE LICHAMEN.

59. **Drukking.** In § 50 hebben wij besproken, dat de aantrekkende werkingen tusschen de deeltjes van een vloeibaar lichaam onderling niet groot genoeg zijn om hen bijeen te houden. Een invloed van buiten is noodig om te voorkomen, dat zij zich verder en verder van elkander gaan verwijderen.

Voor zoover een vloeibaar lichaam begrensd wordt door den wand van een vat stooten de deeltjes der begrenzende laag bij hun beweging tegen den wand; de vloeistofdeeltjes worden teruggeworpen en de wanddeeltjes naar buiten gedrukt.

Wij nemen aan dat de krachten welke hierbij op de wanddeeltjes werken, een richting hebben loodrecht op den wand, en dat wij den wand als absoluut vast mogen beschouwen. Dan kunnen wij van die krachten een vervangende zoeken. De vervangende van de krachten, die ten gevolge van de botsing op een gedeelte van den wand werken, noemt men de drukking op dit gedeelte van den wand uitgeoefend. Is dit gedeelte een plat vlak, dan werkt de drukking langs een lijn loodrecht op het vlak.

60. **Drukking per vierkanten centimeter.** Als van een vlakken wand onderling gelijke oppervlakten onderling gelijke drukkingen ondervinden, zegt men dat deze wand gelijkmatig gedrukt wordt; ondergaat een oppervlakte van a cm², een drukking van d dynamen, dan is natuurlijk $\frac{d}{a}$ dynamen de drukking per cm².

Wanneer een vlakke wand niet gelijkmatig gedrukt wordt, kan men om het punt A van den wand heen een stuk W beschouwen; is a cm², de oppervlakte van W en is d dynamen de drukking die W ondergaat, dan is $\frac{d}{a}$ dynamen de gemiddelde drukking per cm². van dit stuk W . Indien men het stuk W kleiner en kleiner kiest, zal de waarde van $\frac{d}{a}$ veranderen, maar tevens naderen tot een grenswaarde. Deze grenswaarde noemt men de drukking per cm². in het punt A .

Heeft men te doen met een gebogen wand, dan kan men eenig deel er van om het punt A gelegen, steeds zoo klein kiezen, dat men het als een plat vlak mag beschouwen; de drukking per cm². in dit kleine stuk noemt men dan ook de drukking per cm². in het punt A van den gebogen wand. De richting van deze drukking is natuurlijk die van de loodlijn in A op den wand opgericht.

Bij een vlakken wand, waar de drukking per cm². in alle punten even groot is en die dus gelijkmatig gedrukt wordt, werkt de drukking langs de lijn, die door het zwaartepunt (zie § 53) van den wand gaat in een richting loodrecht op den wand. Dit is gemakkelijk aan te toonen, wanneer men de drukking door den geheelen wand ondergaan, beschouwt als de vervangende van de drukkingen, die elke cm². ondervindt.

Daarentegen kan men niet zonder hulp van hoogere wiskunde het volgende bewijzen: wanneer de drukking per cm². in alle punten van den wand van een geheel gesloten vat even groot is, dan is de drukking die de wand in zijn geheel ondergaat, nul.

Neemt men de juistheid van deze stelling aan, dan volgt hieruit terstond: indien W_1 een gebogen wand is, begrensd door een lijn welke in een plat vlak ligt, terwijl de drukking per cm² in alle punten van W_1 dezelfde grootte heeft, zoo is de drukking door W_1 ondergaan gelijk aan de drukking welke een vlakke wand W_2 zou ondervinden, die door dezelfde lijn begrensd wordt als W_1 , en in alle punten een even groote drukking per cm².

ondergaat als W_1 . De drukking op W_1 werkt dus langs de lijn, die door het zwaartepunt van W_2 gaat en loodrecht is op W_2 .

61. **Wet van Pascal.** Als van een gesloten vat de geheele ruimte door een vloeibaar lichaam wordt ingenomen, wordt in elk punt van den wand een zekere drukking per cm^2 ondervonden. Door proeven is Pascal (1623—1662) tot de opstelling van de volgende wet gekomen: In alle punten van den wand van een gesloten vat, waarbinnen een vloeibaar lichaam in rust verkeert, is de drukking per cm^2 , zoo men den invloed der zwaartekracht buiten rekening laat, even groot.

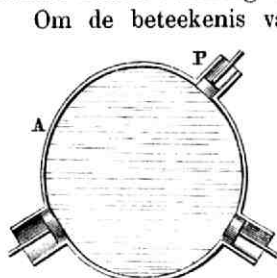


Fig. 42.

Om de beteekenis van deze wet duidelijk te maken, stellen wij ons een vat A voor dat drie cilindrische gedeelten heeft, waarin zuigers nauw sluiten. De eerste cilinder P moge een doorsnede hebben van 1 cm^2 , de tweede van 2 cm^2 , de derde van 4 cm^2 . Het vat wordt verondersteld vol water te zijn. Laat ons aannemen dat de drukking per cm^2 q dynamen bedraagt, dan moet volgens de genoemde wet, als de watermassa in rust is, de drukking die de eerste zuiger ondervindt q dynamen groot zijn; de drukking tegen den tweeden zuiger $2q$ dynamen, en die uitgeoefend tegen den derden zuiger $4q$ dynamen. De zuigeroppervlakten vormen een deel van den wand van het gesloten vat, maar zij zijn bewegelijk. Wil men de zuigers in rust houden, dan moet er dus van buiten resp. op hen een drukking van q , $2q$ en $4q$ dynamen uitgeoefend worden. Vermeerdert men de drukking op den eersten zuiger P van buiten uitgeoefend met p dynamen, zoo zal men, wil de watermassa in rust blijven, de drukking op den tweeden zuiger met $2p$, die op den derden zuiger met $4p$ dynamen moeten doen toenemen, en de drukking per cm^2 in elk punt van den wand wordt $q + p$ dynamen.

Neemt de drukking per cm^2 uitgeoefend op de oppervlakte van een vloeistofmassa toe, dan wordt de vloeistofmassa eenigszins samengeperst. Maar de volumevermindering welke zij ten gevolge daarvan ondergaat, is zelfs bij zeer groote waarde van p zoo gering, dat wij ze buiten beschouwing kunnen laten.

Om de juistheid der wet aan te toonen kan men gebruik maken van een vat, zooals in figuur 43 is afgebeeld. Twee

cilinders zijn met elkander door een buis verbonden; de een heeft bijv. een 4maal zoo groote middellijn en dus een 16-maal zoo groote doorsnede als de andere. In deze cilinders passen nauwsluitende zuigers, elk voorzien van een staaf waarop een schaal rust. Indien het vat tusschen de zuigers geheel gevuld is met water, indien de ondervlakten der zuigers in hetzelfde horizontale vlak liggen, en indien de massa van den grooten zuiger 16maal zoo groot is als de massa van den kleinen zuiger, dan is de watermassa in rust.

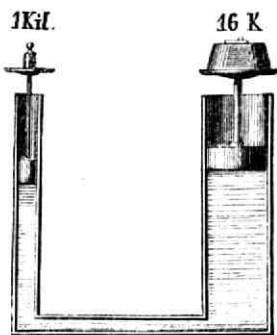


Fig. 43.

Plaatst men nu op den kleinsten zuiger een voorwerp met een massa van 1 kilogram, dan wordt op dien zuiger een drukking uitgeoefend van 981000 dynamen of van 0,981 megadynamen (een megadynaam is gelijk 10^6 dynamen en dus iets grooter dan het gewicht van een voorwerp met een massa van 1 kilogram). Het evenwicht blijkt dan verbroken te zijn; plaatsen wij echter tegelijkertijd op den grooten zuiger een voorwerp met een massa van 16 kilogram, en wordt op dien zuiger dus een drukking van $16 \times 0,981$ megadynamen uitgeoefend, dan blijkt er wederom evenwicht te bestaan.

Men kan deze proef herhalen door op de schaal van den kleinen zuiger lichamen van verschillende massa's te leggen; indien men telkens een voorwerp van 16maal zoo groote massa op de schaal van den grooten zuiger legt, zal men steeds waarnemen dat alles in rust blijft.

In zooverre zijn de uitkomsten der proeven volkomen in overeenstemming met hetgeen de wet van Pascal eischt. Maar uit haar zou ook volgen, dat bijv. de groote zuiger zich in beweging moet gaan stellen, als de kleine zuiger hoe weinig ook belast wordt en de groote zuiger niet. En dit wordt niet door de proef bevestigd. Doch men heeft alle recht deze schijnbare afwijking toe te schrijven aan den invloed der wrijving. De zuigers moeten nauw in de cilinders sluiten, opdat het water niet tusschen den cilinderwand en den zuiger naar buiten dringe; daarom zal geen beweging mogelijk zijn, wanneer de zuigers niet aan de eene zijde een merkbaar grooter drukking ondergaan dan aan de andere zijde. Men is dan ook overtuigd, dat de wet van Pascal volkomen juist is.

De verklaring van deze wet zoekt men in de groote bewegelijkheid der vloeistofdeeltjes.

De vloeistofdeeltjes in de begrenzende laag P botsen aan den eenen kant tegen den wand, aan den anderen kant tegen de deeltjes in de meer naar binnen gelegen laag Q ; de deeltjes van laag Q botsen tegen de deeltjes van laag P en ook tegen de deeltjes van laag R , welke wederom binnen Q is gelegen.

Van de krachten op een gedeelte der laag P werkende kunnen wij geen vervangende vinden, daar dit gedeelte niet als een absoluut vast lichaam mag worden beschouwd. Toch kunnen wij ons voorstellen dat laag P bestaat uit een zeer groot aantal kleine stukken, die ieder op zichzelf als een vast lichaam behandeld mogen worden. Kiezen wij dus een punt A dat aan den wand en aan P gemeen is, dan kunnen wij ook spreken van de drukking per cm^2 , die in A door den wand op de laag P wordt uitgeoefend. Wegens de gelijkheid van werking en terugwerking is deze even groot als de drukking per cm^2 in A door den wand ondergaan, maar van tegengestelde richting. Daar nu de laag P tegenover de laag Q dezelfde rol vervult als de wand tegenover P , kan men ook spreken van de drukking per cm^2 in het punt B , dat aan P en Q gemeen is, door de laag Q op de laag P uitgeoefend. Indien geen andere krachten op de deeltjes van laag P werken behalve die, welke het gevolg zijn van botsing met den wand en met de laag Q , zullen de zoo bewegelijke stukjes van laag P alleen dan in rust kunnen blijven, wanneer de drukking, welke zij ondergaan van den wand, even groot is als die, welke zij ondervinden van de laag Q .

In het algemeen, wanneer men zich midden in een vloeibaar lichaam een zeer klein stukje vloeistof voorstelt, dan moet, wil het in rust blijven, de drukking per cm^2 , welke het eene begrenzingsvlak ondergaat, even groot zijn als de drukking per cm^2 op het andere begrenzingsvlak. Waar wij ons dus ook binnen een vloeistofmassa een scheidingsvlak voorstellen, dat haar verdeelt in de deelen X en Y , altijd zal in eenig punt A van het scheidingsvlak de drukking per cm^2 door X op Y of wel door Y op X uitgeoefend, dezelfde grootte hebben, mits geen andere krachten in het spel komen. Als dit wel het geval is zal de drukking per cm^2 in het punt A van het scheidingsvlak kunnen verschillen van die in het punt A' van het scheidingsvlak. Maar indien wij ons nu denken dat het scheidingsvlak om A draait, zal toch

de drukking per cm^2 . in A alleen wat richting, maar niet wat grootte betreft veranderen.

Men spreekt dit aldus uit: in elk punt van een vloeistofmassa is de drukking per cm^2 . in alle richtingen even groot; werken op geen deel van de beschouwde vloeistofmassa uitwendige krachten behalve de drukking in de begrenzende laag ondervonden, dan is bovendien in alle punten der vloeistofmassa de drukking per cm^2 . even groot.

Zien wij af van den invloed der zwaartekracht, dan volgt hieruit dat de wand in alle punten van de begrenzende vloeistoflaag, wil de vloeistofmassa in rust zijn, een even groote drukking per cm^2 . moet uitoefenen, en dus zelf in alle punten een even groote drukking per cm^2 . moet ondervinden; en dit is juist de wet van Pascal.

62. **Hydraulische pers.** Indien op den kleinen zuiger van den toestel afgebeeld in figuur 43 van buiten een drukking wordt uitgeoefend van d dynamen, terwijl de groote zuiger een drukking van $16 d$ dynamen ondervindt, is er evenwicht. Laten wij voor een oogenblik den invloed van de wrijving en dien van de zwaartekracht op de vloeistofmassa buiten rekening, dan zal een stoot op den kleinen zuiger een eenparige beweging van beide zuigers en van elk deel der watermassa ten gevolge hebben. Hierbij wordt een drukking van $16 d$ dynamen op den grooten zuiger overwonnen door een drukking van d dynamen op den kleinen zuiger. Toch zou hierbij de som der arbeiden door die drukkingen verricht nul zijn; want als de kleine zuiger a cm. daalt, en dus de drukking op dien zuiger een arbeid van $+da$ ergonen verricht, zal de groote zuiger slechts $\frac{a}{16}$ cm. stijgen, en de arbeid door de drukking op dezen zuiger verricht zal $-16d \times \frac{a}{16} = -da$ ergonen bedragen.

Indien de drukking van d dynamen op den kleinen zuiger verkregen werd door het gewicht van een voorwerp A op de schaal van dezen zuiger geplaatst, en evenzoo de drukking van $16 d$ dynamen op den grooten zuiger door het gewicht van een voorwerp B op de schaal van den grooten zuiger, dan zou het verlies aan arbeidsvermogen van plaats van A even groot zijn als de winst aan arbeidsvermogen van plaats van B . Dit is in overeenstemming met de wet van het behoud van arbeidsvermogen.

De wrijving maakt dat men in werkelijkheid bij den toestel van figuur 43 een drukking vrij wat grooter dan d dynamen op den kleinen zuiger moet uitoefenen om de drukking van $16 d$ dynamen op den grooten zuiger te overwinnen. Men zal bijv. een voorwerp A met een gewicht $d + d'$ dynamen op de kleine schaal moeten plaatsen om het voorwerp B met een gewicht van $16 d$ dynamen naar boven te drijven. Toch zal als de kleine zuiger a cm. naar beneden gaat, de groote zuiger slechts $\frac{a}{16}$ cm.

stijgen. A verliest aan arbeidsvermogen van plaats $(d + d') a$ ergisten, terwijl B slechts $d a$ ergisten aan arbeidsvermogen van plaats wint. Schijnbaar is dit in strijd met de wet van het behoud van arbeidsvermogen. Maar wij zullen later zien dat geen wrijving overwonnen kan worden zonder ontwikkeling van warmte. In deze warmte, welke een bepaalde hoeveelheid arbeidsvermogen vertegenwoordigt, vindt men het schijnbaar verloren arbeidsvermogen van plaats van $d' a$ ergisten terug.

Niettegenstaande men dus bij het overwinnen van een grooten tegenstand door middel van een kleine drukking een deel van het opgeofferde arbeidsvermogen onnut besteedt, volgt men toch dikwijls deze handelwijze, omdat het zooveel gemakkelijker is rechtstreeks een kleine drukking uit te oefenen dan een zeer aanzienlijke.

Men maakt hierbij gewoonlijk gebruik van een toestel welke den naam van hydraulische pers heeft. De hoofdbestanddeelen zijn twee metalen cilinders, die door een buis C met elkander in gemeenschap staan. De cilinder V heeft een groote, de cilinder $a a$ een kleine doorsnede. In elk van beide bevindt

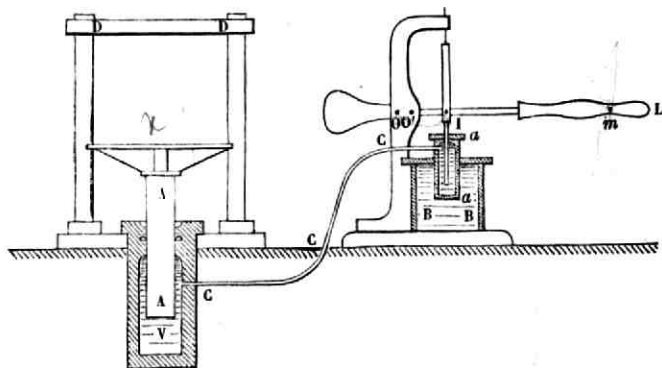


Fig. 44.

zich een zuiger, nauwsluitende in een opening van het deksel. Om den cilinder aa is een tweede cilinder B aangebracht, die als waterreservoir dient. Op den zuiger A van den cilinder V is een metalen plaat bevestigd, welke zich tusschen vier metalen staven bewegen kan; van boven zijn deze staven door een metalen plaat DD verbonden. De zuiger in den kleinen cilinder wordt door een hefboom in beweging gebracht. Die hefboom is een om de as O draaibare staaf, welke in I met den zuiger verbonden is en in L een handvat heeft.

Laat ons aannemen dat de cilinders en de vereenigingsbuis gevuld zijn met water, dat de doorsnede van den grooten zuiger n maal zoo groot is als die van den kleinen zuiger, dat in het punt m van het handvat een verticale drukking van d dynamen wordt uitgeoefend, dat de afstanden van O tot m en van O tot I resp. l en l' cm. zijn; eindelijk dat op de plaat van den grooten zuiger een drukking van buiten van x dynamen wordt uitgeoefend, zoodanig dat er evenwicht is. Indien wij dan geen rekening houden met de wrijving en met den invloed der zwaartekracht op de vloeistofmassa, zoo zijn wij in staat x te berekenen. De hefboom is in rust; de vervangende van de krachten welke in I en m aangrijpen, moet dus werken langs een lijn die O snijdt. Daar wij de krachten in I en m aangrijpende, beschouwen als te werken langs onderling evenwijdige lijnen, zoo is de kracht in I op den hefboom werkende $\frac{l}{l'}d$ dynamen groot. Dit is ook de

grootte der kracht waarmee de hefboom den zuiger naar beneden drukt en die de zuiger op de watermassa uitoefent. De drukking door den grooten zuiger van de watermassa ondervonden is derhalve $n \frac{l}{l'}d$ dynamen; deze moet gelijk zijn aan de drukking van x dynamen, welke van buiten op den grooten zuiger wordt uitgeoefend. Wij hebben dus:

$$x = n d \frac{l}{l'}. \dots\dots\dots (1)$$

Indien de drukking op de plaat van den grooten zuiger kleiner is dan $n d \frac{l}{l'}$ dynamen, gaat de zuiger A naar boven en de kleine zuiger naar beneden. Maar als de kleine zuiger b cm. daalt, stijgt de groote zuiger slechts $\frac{b}{n}$ cm. Om den grooten zuiger toch een

aanzienlijke verplaatsing te kunnen geven dient het reservoir *BB*. In de verbindingsbuis is namelijk een klep aangebracht, die een beweging van het water van den kleinen cilinder naar den grooten toelaat, maar een beweging in tegengestelde richting belet.

Heeft de zuiger *aa* zijn laagste stand bereikt en haalt men hem dan weer naar boven, zoo zal water uit het reservoir *BB* binnen den kleinen cilinder dringen door een klep, die wel naar boven maar niet naar beneden zich kan openen. Men kan nu opnieuw een deel van het water uit den kleinen cilinder drijven in den grooten cilinder, en dus den grooten zuiger een reeks van kleine verplaatsingen doen ondergaan.

Door middel van de hydraulische pers kan men een lichaam sterk samenpersen. Men plaatst het hiertoe tusschen de plaat op den zuiger *A* en de plaat *DD*. Ook voor het opheffen van zware lasten maakt men van haar gebruik.

De hefboom is nog om een tweede as *O'* bewegelijk te maken in plaats van om *O*; hierdoor wordt de werking van den toestel verhoogd.

Er is een kanaal aangebracht, dat van den cilinder *V* naar buiten voert en door een schroef kan worden afgesloten; is het doel bereikt, zoo kan men het water uit *V* laten wegloopen en den zuiger *A* naar beneden drijven.

63. Een vloeibaar lichaam onder de inwerking der zwaartekracht. Wij gaan nu de verschijnselen bespreken, welke het gevolg zijn van den invloed der zwaartekracht op een vloeibaar lichaam.

In de eerste plaats blijkt het dat van elk vloeibaar lichaam de vrije oppervlakte (dat wil zeggen de oppervlakte voor zooverre zij niet in aanraking is met den wand van het vat) voor het grootste gedeelte een horizontaal plat vlak vormt en alleen in de nabijheid van den wand van het vat gebogen is. Om dit te bewijzen neemt men een bak met kwik, en hangt hierboven een koord *OA*, waaraan een stuk platina bevestigd is. Dit stuk platina met een klein gedeelte van het koord wordt in de kwik gedompeld. Is het koord in rust, zoo heeft de as er van de verticale richting.

De kwikoppervlakte is een spiegel waarin wij een beeld van het koord zien. Als wij een ander verticaal koord *C* in de nabijheid brengen, zijn wij steeds in staat bij sluiting van het eene oog het andere zoodanig te plaatsen, dat zoowel het koord *OA* als zijn spiegelbeeld door *C* bedekt wordt. Hieruit volgt dat het

koord en zijn spiegelbeeld in één rechte lijn liggen. Later zullen wij bewijzen, dat als een lijn en zijn spiegelbeeld in één rechte lijn liggen, de lijn loodrecht staat op de spiegelende oppervlakte. Daar het koord OA verticaal is, is de kwikoppervlakte horizontaal.

In de nabijheid van den wand is het begrenzingsvlak evenwel gebogen. Bij het doen der proef moet men dan ook zorgen, dat de vrije oppervlakte van de kwikmassa niet te kleine afmetingen heeft; anders zal zij geheel

gebogen wezen, zooals dit het geval is wanneer eenig kwik zich in een nauwe buis bevindt.

In plaats van kwik zou men water of eenige andere vloeistof hebben kunnen kiezen; maar een kwikoppervlakte levert een duidelijker spiegelbeeld dan bijv. een wateroppervlakte.

De vrije oppervlakte van een vloeibaar lichaam wordt de vloeistofspiegel genoemd.

Om tot de verklaring te geraken van het feit dat een vloeistofspiegel een horizontale vlakke laag is, moeten wij nagaan welke krachten op een vloeistofstukje P werken, dat in den spiegel gelegen is. Wij nemen aan dat P zich op merkbaren afstand van den wand bevindt, zoodat deze geen invloed op P uitoefent. De op P werkende krachten zijn dan:

1°. de aantrekkende werkingen der omliggende vloeistofdeeltjes; daar deze later afzonderlijk behandeld zullen worden, vermelden wij hier alleen dat deze krachten een resultante hebben loodrecht op de vloeistofoppervlakte naar binnen gericht;

2°. de drukking van het gasvormig lichaam boven de vloeistofoppervlakte, door welke het vloeibaar lichaam bijeen wordt

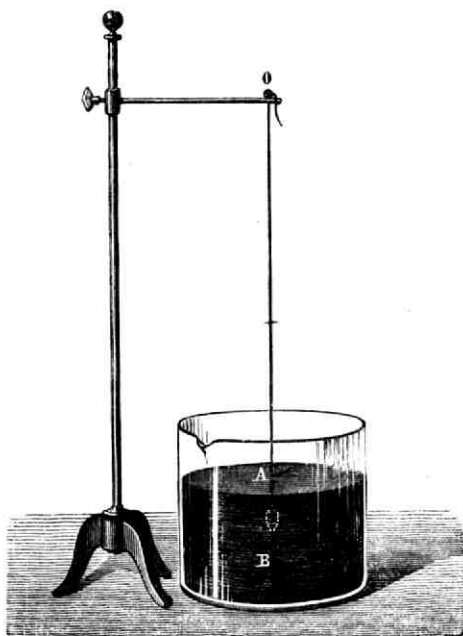


Fig. 45.

gehouden; ook deze kracht heeft een richting loodrecht op de vloeistofoppervlakte naar binnen;

3°. de drukking die P ondervindt van de tweede vloeistoflaag; deze kracht heeft een richting loodrecht op de vloeistofoppervlakte naar buiten;

4°. het gewicht van P .

De drie eerstgenoemde krachten, allen werkende op P in een richting loodrecht op de vloeistofoppervlakte, hebben een resultante R eveneens werkende langs de loodlijn op den vloeistofspiegel. Deze resultante moet met het gewicht van P een resultante nul opleveren; anders zou geen evenwicht mogelijk wezen. Dit kan echter alleen gebeuren als R werkt langs dezelfde lijn, waarlangs het gewicht van P werkt. De resultante R moet dus werken langs de verticaal. Daar de loodlijn op de vloeistofoppervlakte een verticale lijn moet zijn, en dat wel overal waar P zich bevinden moge, mits op eenigen afstand van den wand, zoo moet de vloeistofoppervlakte zelve een horizontaal vlak zijn, behalve in het gedeelte dicht bij den wand.

Op de werking tusschen de vloeistofdeeltjes onderling en op die tusschen vloeistofdeeltjes en wanddeeltjes komen wij later terug. Bij de verschijnselen, die wij in de eerstvolgende paragrafen gaan bespreken doet zich de invloed van deze werking, zooals later verklaard zal worden, niet gevoelen; zij heeft hierbij alleen ten gevolge, dat in alle punten binnen de vloeistofmassa de drukking per cm^2 . met een standvastig bedrag wordt vergroot.

Boven elk vloeibaar lichaam, dat niet juist een gesloten vat vult, is een gasvormig lichaam aanwezig; de drukking die dit gasvormig lichaam uitoefent, is van invloed op de drukking per cm^2 . in eenig punt binnen de vloeistofmassa. Maar wanneer wij te doen hebben met open vaten, zoodat op alle gedeelten van de vloeistofmassa en van het vat door de buitenlucht dezelfde drukking per cm^2 . wordt uitgeoefend, laten wij ook deze buiten beschouwing, omdat zij dan niet van invloed is op de verschijnselen welke wij bestudeeren. Natuurlijk wordt ook door de werking der buitenlucht in alle punten binnen de vloeistofmassa de drukking per cm^2 . met een standvastig bedrag vermeerderd.

Als de invloed der zwaartekracht zich niet deed gelden, zouden wij dus in alle punten van een vloeibaar lichaam binnen een open vat, de drukking per cm^2 . nul noemen. Maar het is duidelijk, dat ten gevolge van de zwaartekracht in werkelijkheid de hooger gelegen lagen gedragen moeten worden door de lager

gelegene. Denken wij ons een verticaal vloeistofkolommetje, waarvan het bovenvlak AB in den horizontalen vloeistofspiegel P en het benedenvlak CD in een horizontale laag Q binnen de vloeistofmassa gelegen is; nemen wij verder aan dat de doorsnede van dit vloeistofkolommetje zoo klein is, dat wij het mogen beschouwen als een opeenstapeling van zeer kleine stukjes vloeistof, die ieder op zich zelf als een vast lichaam mogen worden behandeld; dan is het duidelijk dat op een stukje van de laag Q ter grootte van CD een drukking wordt uitgeoefend gelijk aan het gewicht van het kolommetje $ABCD$. Wanneer h cm. de afstand der lagen Q en P is, en s gram de soortelijke massa der vloeistof, dan is deze drukking per cm^2 . ghs dynamen. Dit zal gelden voor alle gedeelten van de laag Q , omdat alle gedeelten van Q op denzelfden afstand verwijderd zijn van den horizontalen spiegel P .

Wij komen dus tot het besluit, dat in alle punten van dezelfde horizontale laag de drukking per cm^2 . even groot is, en gelijk aan het gewicht van een vloeistofkolom, die 1 cm^2 . doorsnede heeft en tot hoogte den afstand van de horizontale laag tot den spiegel.

Dit blijft waar, welken vorm het vat ook moge hebben. Beschouwen wij bijv. een vat als in figuur 46. Is de afstand van de horizontale laag SS' tot den spiegel h_1 cm., dan is in s de drukking per cm^2 . gh_1s dynamen; de bewegelijkheid der vloeistofdeeltjes brengt nu met zich dat er geen evenwicht zou kunnen zijn, indien ook niet in r' de drukking per cm^2 . even groot was, niettegenstaande boven r' een veel minder hooge vloeistofkolom wordt gevonden. De wand doet hier zijn invloed gevoelen. De vloeistof wordt tegen den wand gedrukt, en de wand drukt terug zoodanig dat aan de voorwaarde van evenwicht wordt voldaan. In S zal dus ook de wand een drukking per cm^2 . ondergaan van gh_1s dynamen.

In de horizontale laag RR' , zal bij r de drukking per cm^2 . grooter zijn dan die bij r' in de laag SS' ; is de afstand van RR' tot SS' gelijk h_2 cm., zoo zal het verschil gh_2s dynamen bedragen; de drukking per cm^2 . in r is dus $g(h_1 + h_2)s$ dynamen. Even groot moet de drukking per cm^2 . in n' wezen, wat mogelijk is door de

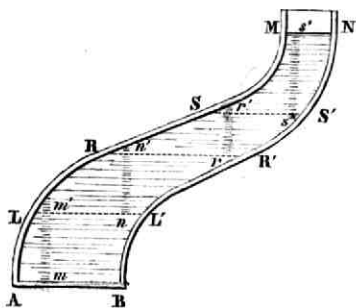


Fig. 46.

tusschenkomst van den wand. Voor alle punten van de laag RR' is dus de drukking per cm^2 . gelijk aan het gewicht van een vloeistofkolom, die 1 cm^2 . doorsnede heeft en tot hoogte den afstand van RR' tot den vloeistofspiegel.

Zoo kan men voortgaan andere lagen te beschouwen; de uitspraak geldt dus ook voor elk punt van den horizontalen bodem AB .

64. Drukking uitgeoefend op den horizontalen bodem van een vat. Hieruit volgt terstond, dat de geheele horizontale bodem AB een drukking ondergaat gelijk aan het gewicht van een vloeistofkolom, welke dezen bodem tot doorsnede heeft en tot hoogte den afstand van den bodem tot den vloeistofspiegel. Indien de bodem een oppervlakte heeft van $d \text{ cm}^2$, indien de afstand van den bodem tot den vloeistofspiegel $h \text{ cm}$. bedraagt en de soortelijke massa der vloeistof $s \text{ gram}$ is, dan is de drukking die de bodem ondervindt:

$$D = d h s g$$

dynamen,

Deze drukking hangt dus af van de afmetingen van den bodem, van den afstand van bodem tot spiegel en van den aard der vloeistof, maar niet van den vorm van het vat.

Met den toestel afgebeeld in figuur 47 kan men de juistheid van deze uitkomst aantoonen. Men heeft een cilindrische, een kegelvormig uitlopende en een kegelvormig toeloopende buis; deze buizen zijn bevestigd in monteerstukken door middel waarvan zij vastgeschroefd kunnen worden aan een statief, zoodanig dat de benedenrand van de buis in een horizontaal vlak gelegen is. De drie buizen hebben aan het onder einde alle even groote middellijnen.

Wij onderstellen dat de cilindrische buis op het statief geschroefd is. Tegen het onder einde van de buis wordt een vlak geslepen plaat gedrukt; de plaat hangt namelijk door middel van een koord aan de eene schaal van een balans, terwijl op de andere schaal geijkte stukjes koper geplaatst zijn van een massa grooter dan de massa der plaat. Laat de massa van deze geijkte stukjes koper $m_1 \text{ gram}$ zijn en de massa van de glazen plaat $m_2 \text{ gram}$. De glazen plaat moet dan om in rust te kunnen blijven nog een drukking naar beneden ondervinden van $g(m_1 - m_2)$ dynamen. Als geen vloeistof in de buis gebracht wordt, zal deze drukking geleverd worden door de buis alleen. Brengt men er eenige vloeistof in, dan zal een deel van deze drukking door het

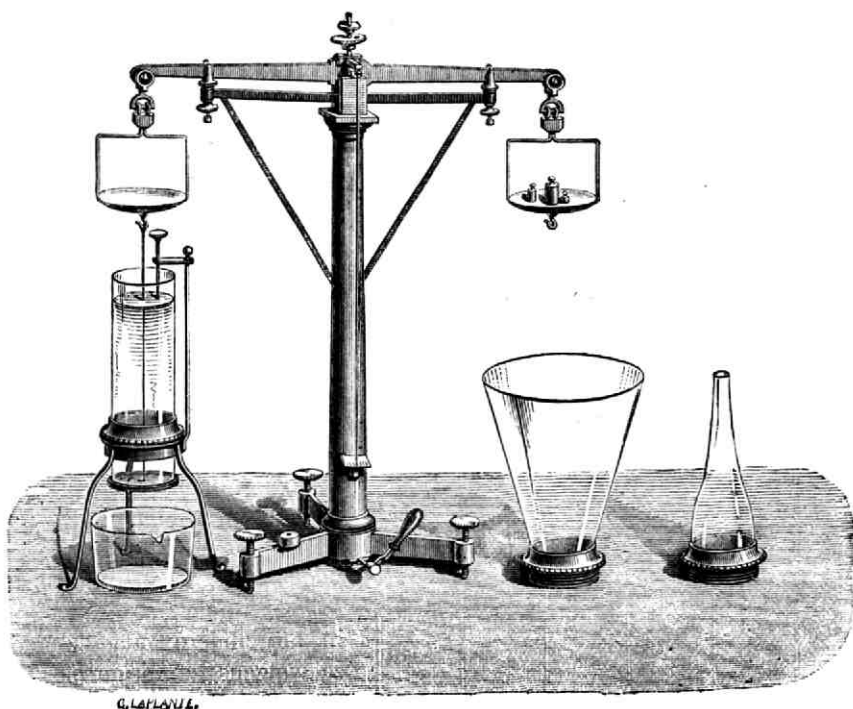


Fig. 47.

vloeibare lichaam, en het overige deel door de buis teweeggebracht worden. Vermeedert men de hoeveelheid vloeistof in de buis, zoo neemt dit eerste deel toe en het tweede af. De drukking welke de glazen plaat ondervindt van de vloeistofmassa, kan zoodanig worden dat de drukking door de buis uitgeoefend nul is. De geringste vermeerdering van de vloeistofmassa in de buis, maakt dan dat de plaat zich van de buis verwijdert en een gedeelte van het vloeibare lichaam uitstroomt. Is de hoogte van den spiegel boven de plaat op dit oogenblik h cm., de doorsnede der buis aan het ondereinde d cm²., de soortelijke massa der vloeistof s gram, dan heeft men:

$$(m_1 - m_2)g = d h s g$$

en

$$h = \frac{m_1 - m_2}{ds}.$$

Vervangt men nu de cilindrische buis door de kegelvormig uitlopende, dan ziet men bij het ingieten van de vloeistofmassa, dat de hoogte van den spiegel boven de glazen plaat op het

oogenblik waarop deze naar beneden gaat, even groot als in het geval van de cilindrische buis; hetzelfde vindt men als de proef herhaald wordt met de kegelvormig toeloopende buis. De vorm van het vat heeft dus geen invloed op de benedenwaartsche drukking, die de horizontale bodem ondergaat.

Gewoonlijk is een verschuifbare koperen stift met het statief verbonden. Men plaatst deze zoodanig dat haar uiteinde juist in den vloeistofspiegel staat, wanneer de glazen plaat naar beneden gaat. Men kan dan waarnemen, wanneer men de proef herhaalt na de cilindrische buis door de kegelvormig uitloopende of door de kegelvormig toeloopende buis vervangen te hebben, dat de vloeistofspiegel juist tot de stift gebracht kan worden, maar niet hooger.

65. Hydrostatische paradox. Heeft men drie vaten van den vorm als in figuur 48, waarvan de bodems even groot en hori-

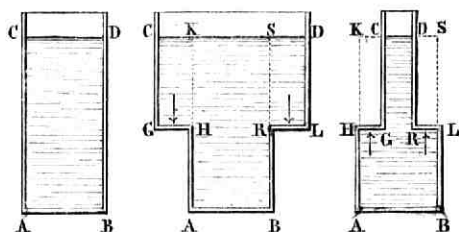


Fig. 48.

zontaal gesteld zijn, heeft men alle gevuld met water en is de afstand van bodem tot spiegel in het eene vat gelijk aan dien in het andere vat, dan zal volgens de vorige paragraaf de benedenwaartsche drukking, die de bodem in het eene vat van de vloeistofmassa ondervindt, gelijk zijn aan die door den bodem in het andere vat ondergaan.

Niettegenstaande dit, zal het toch blijken als wij gebruik maken van de balans, dat de drukking welke de bodem van het middelste vat uitoeft op de schaal van de balans grooter is dan die, uitgeoefend door den bodem van het linkervat, en deze laatste weer grooter dan die, uitgeoefend door den bodem van het rechtervat. De drukking door den bodem van een der vaten op de schaal der balans uitgeoefend is gelijk aan het gewicht van het vat, vermeerderd met het gewicht van de zich daarin bevindende watermassa. Hierin heeft men vroeger wel eens een tegenstrijdigheid gezien en aan deze tegenstrijdigheid den naam van hydrostatische paradox gegeven. Toch is deze schijnbare tegenstrijdigheid gemakkelijk op te helderen. Wij hebben hier te doen met vaten, waarvan de bodems vast verbonden zijn met de zijwanden. Deze zijwanden oefenen op den bodem ook een werking uit. Het horizontale gedeelte *GHRL* van het middelste vat

ondervindt van de bovenliggende watermassa een benedenwaartsche drukking, gelijk aan het gewicht van de waterkolom *CKGHSDRL*. Hierdoor drukt de zijwand op den bodem met een even groote kracht en bovendien nog met zijn eigen gewicht, en het gevolg is, dat de bodem *AB* een totale benedenwaartsche drukking krijgt gelijk aan het gewicht van de watermassa in het vat plus het gewicht van den zijwand. Deze drukking, vermeerderd met het gewicht van den bodem, is gelijk aan de drukking door den bodem op de schaal van de balans uitgeoefend. In het geval van het rechtervat wordt door de watermassa een drukking uitgeoefend naar boven op het horizontale gedeelte *HGRL* van den wand. Deze drukking is gelijk aan gewicht van een kolom water *KCHGDSRL*. Het gevolg hiervan is dat de bodem naar boven getrokken wordt door den zijwand met een kracht gelijk aan het gewicht van genoemde kolom, verminderd met het gewicht van den zijwand zelve. Hierdoor ondergaat de bodem een totale benedenwaartsche drukking, gelijk aan het gewicht van de watermassa in het vat, vermeerderd met het gewicht van den zijwand. Voegt men aan deze drukking toe het gewicht van den bodem, dan heeft men de drukking door den bodem op de schaal van de balans uitgeoefend.

Dat werkelijk een horizontale wand van de vloeistofmassa die er zich onder bevindt, een opwaartsche drukking ondergaat, kan aangetoond worden door de volgende proef. Tegen den onderkant van een glazen buis drukke men een geslepen glazen plaat; dit kan men bereiken door aan een haakje, dat in de glazen plaat aangebracht is, een koordje te bevestigen, en hiermede de plaat tegen de buis vast te houden. Dan dompele men de buis met de plaat in een bak met water. Zoo de plaat slechts eenige centimeters onder den vloeistofspiegel gekomen is, is het niet meer noodig door middel van het koordje de plaat tegen de buis te houden. De drukking naar boven, welke de plaat ondervindt, is voldoende om het neervallen

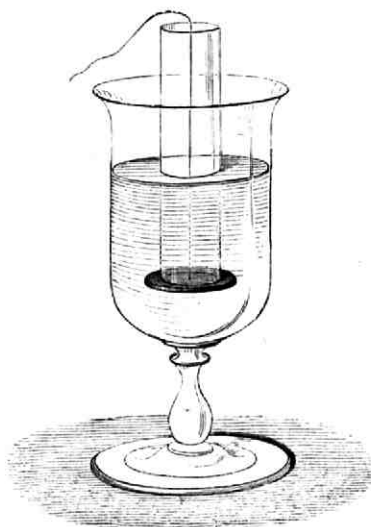


Fig. 49.

ervan te voorkomen. Men kan nu zelfs water in de buis gieten zonder dat de plaat valt, mits de waterspiegel binnen de buis iets blijve beneden den waterspiegel in den bak.

Legt men een geslepen glazen plaat op tafel en zet men hierop de cilindrische buis behoorende tot den toestel afgebeeld in figuur 47, zoo zal men water in de buis kunnen gieten, zonder dat het water tusschen den buisrand en de plaat wegloopt. Door haar gewicht drukt de buis sterk genoeg op de plaat om het uitvloeien te voorkomen. Zet men op de plaat de kegelvormig uitloopende buis, zoo zal bij het ingieten van water dit ook in de buis blijven staan.

Behalve door haar gewicht, zal de buis nog door de nederwaartsche drukking, welke zij van het water ondervindt, op de plaat blijven. Maar indien de kegelvormig toeloope buis met de hand op de plaat gedrukt wordt en vol water geschonken, dan zal zoodra men haar loslaat, de buis worden opgelicht. Dit is het gevolg van de opwaartsche drukking door de buis van het water ondervonden.

Bekend is het ook dat regenbakken kunnen barsten wanneer zij geen opening in den bovenwand hebben, waardoor het toegevoerde water kan uitstroomen zoodra zij geheel vol zijn. Is de bak en de toevoerbuis tot aan het dak gevuld, dan kan de opwaartsche drukking, welke de bovenwand van den bak ondergaat, zeer aanzienlijk worden, zooals een eenvoudige berekening leert.

66. Drukking door een zijwand ondervonden. Daar de drukkingen per cm^2 . in punten van verschillende horizontale lagen van een vloeistofmassa verschillend zijn, is de drukking per cm^2 . door een verticalen zijwand in een lager gelegen punt ondervonden, grooter dan in een hooger gelegen punt. Dit maakt dat de berekening van de drukking door een gedeelte van een verticalen wand ondergaan, moeilijkheden oplevert. Wij zullen de uitkomst mededeelen waartoe berekeningen gevoerd hebben, die de kennis van hoogere wiskunde vereischen. In de eerste plaats zij herinnerd dat de drukking door een vlakken wand ondervonden, steeds een richting heeft loodrecht op den wand. Verder blijkt dat de drukking ondervonden door een geheel ondergedompeld gedeelte van een vlakken verticalen of schuinen wand, gelijk is aan het gewicht van een vloeistofkolom, die het beschouwde gedeelte van den wand tot grondvlak heeft en tot hoogte

den afstand van het zwaartepunt van dat gedeelte van den wand tot den vloeistofspiegel. De lijn waarlangs deze drukking werkt, snijdt den wand in een punt dat perspunt heet en lager gelegen is dan het genoemde zwaartepunt.

Heeft men te doen met een vat, waarvan de zijwand gebogen is, zooals voorgesteld is in figuur 50, dan is de uitkomst niet zoo eenvoudig. De drukkingen per cm^2 , door den wand in s en s' ondervonden, zijn even groot indien s en s' gelegen zijn in hetzelfde horizontale vlak. De drukking per cm^2 , in r of r' is grooter dan die in s of s' en kleiner dan die in n of n' . Is de bodem AB van het vat horizontaal zoo is de vervangende van de drukkingen, welke de verschillende gedeelten van den zijwand ondergaan, een verticaal naar beneden werkende kracht en gelijk aan het gewicht van de vloeistofmassa in het vat verminderd met het gewicht van een vloeistofkolom, die den bodem tot grondvlak heeft en tot hoogte den afstand van den bodem tot den spiegel. De vervangende van de drukkingen door den geheelen wand (dus ook den bodem) ondervonden is een verticaal naar beneden werkende kracht en gelijk aan het gewicht van de vloeistofmassa in het vat.

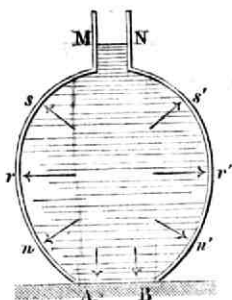


Fig 50.

Dat deze kracht werkelijk verticaal is blijkt wanneer men een vat met water op een drijver in een bak met water plaatst. Niettegenstaande een geringe horizontale drukking een beweging zou veroorzaken, blijft het vat in rust bevindt. Maar men kan op een deel van den zijwand de drukking opheffen, en dan is de genoemde vervangende niet meer een verticale kracht. Heeft men in het vat F een buisje met kraan aangebracht en opent men deze kraan, dan wordt op het gedeelte waar de opening zich in den wand bevindt, geen drukking uitgeoefend; het water stroomt hier uit. Onder den invloed van de vervangende der drukkingen op den wand, die

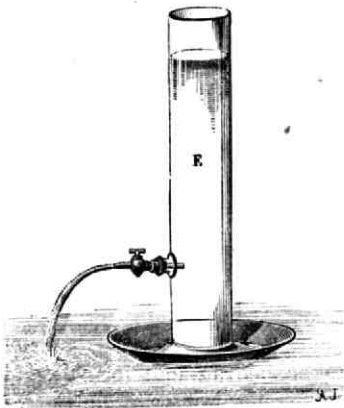


Fig. 51.

nu niet meer verticaal naar beneden werkt, en van de verticale opwaartsche drukking door het water, waarin de toestel drijft, op den drijver uitgeoefend, gaat het vat zich bewegen in een richting tegengesteld aan die van het uitstroomende water. De beweging is dezelfde als zij zijn zou wanneer de kraan gesloten bleef (en dus ook niet de drukking van rechts naar links op een deel van den wand werd opgeheven) maar men op den wand een drukking van zeker bedrag uitoefende van links naar rechts.

Onder den naam van het waterrad van Segner is een toestel bekend, die ook in beweging gebracht wordt doordien op een gedeelte van den zijwand geen drukking wordt uitgeoefend. Een glazen vat is bewegelijk om een verticale as; in dit vat zijn aangebracht twee horizontale buizen, welke aan het uiteinde in



Fig. 52.

denzelfden zin zijn omgebogen; de uiteinden zijn open, maar kunnen door stopjes gesloten worden. Vult men dit vat met water en houdt men de buizen gesloten, dan blijft het vat in rust. Opent men de buizen, dan krijgt men dezelfde beweging als men verkregen zou hebben, indien

men de buizen gesloten had gelaten, maar een drukking van zeker bedrag had uitgeoefend op deze stoppen in de richting van de as der buis van buiten naar binnen. Het vat gaat draaien en wel, als de horizontale buizen van boven gezien omgebogen zijn in den zin tegengesteld aan dien van den horlogewijzer, draait

het vat in den zin van den horlogewijzer. In dit geval zijn de drukkingen, welke de verschillende deelen van den wand van de watermassa ondergaan, niet te vervangen door één verticale kracht, maar wel door een verticale kracht en een koppel. De invloed van deze verticale kracht wordt opgeheven door den tegenstand, dien de verticale as ondervindt, en het koppel veroorzaakt de draaiing.

67. Verschillende vloeibare lichamen in hetzelfde vat. Wanneer men in een vat een hoeveelheid kwik en een hoeveelheid water brengt, dan leert de ervaring, dat de kwikmassa het laagste gedeelte van het vat inneemt en de watermassa het hoogere gedeelte. De scheidingsvlakte is een horizontaal vlak, behalve in de nabijheid van den wand. De verklaring moet hierin gezocht worden, dat de drukking per cm^2 . in alle punten van dezelfde horizontale laag niet even groot kan zijn, tenzij de scheidingsvlakte een horizontaal vlak is. Aan deze voorwaarde zou ook voldaan zijn indien wel de scheidingsvlakte horizontaal was, maar de kwikmassa zich in haar geheel boven de watermassa bevond; dan zou evenwel de evenwichtsstand van de kwikmassa labiel zijn. De kleinste stoot, die de geringste vormverandering van de scheidingsvlakte ten gevolge had, zou het evenwicht verbreken. Indien een gedeelte van de kwik bij *A* even beneden de oorspronkelijke horizontale scheidingsvlakte geraakte, zou ten gevolge van de grootere soortelijke massa van kwik de onderliggende waterlaag bij *A* een grootere drukking per cm^2 . ondergaan dan de andere punten van dezelfde horizontale laag; de waterdeeltjes van deze laag zouden uitwijken en de kwik zou zakken.

In het algemeen, als men verschillende vloeibare lichamen in hetzelfde vat brengt, zullen zij zich rangschikken naar hun dichtheden; het vloeibare lichaam met de grootste dichtheid neemt de laagste plaats in, dat met de kleinste dichtheid de hoogste plaats.

Zoo zal men ook op de watermassa, die zich in een bak bevindt, een hoeveelheid alcohol kunnen gieten. Alcohol heeft een kleiner soortelijke massa dan water; de hoeveelheid alcohol drijft dan ook op de watermassa. Maar na eenigen tijd blijkt het dat er vermenging heeft plaats gehad, zoodat men als het ware een nieuw vloeibaar lichaam heeft gekregen. Deze vermenging is bekend onder den naam van diffusie. Zij heeft niet plaats tusschen een hoeveelheid kwik en een hoeveelheid water, noch

tusschen een hoeveelheid water en een hoeveelheid olie. Kwik en water vermengen zich niet met elkander, zelfs als men dit tracht te bevorderen door het vat te schudden; zoodra het vat aan zich zelf wordt overgelaten, scheidt zich het kwik weder van het water af.

68. **Communiqueerende vaten.** Heeft men twee cilinders *A* en *B*, die met elkander door een dwarsbuis *C* in verbinding staan, dan noemt men *A* en *B* gemeenschap hebbende of communiqueerende vaten. Men kan ook het geheel, gevormd door *A*, *B* en *C*, beschouwen als één vat. Wordt hierin een vloeibaar lichaam gebracht, dan leert de ervaring dat de vloeistofspiegels in *A* en *B* in hetzelfde horizontale vlak zijn gelegen, indien geen der vrije vloeistofoppervlakten klein is. Ook als de vaten *A* en *B* niet een cilindrischen maar een willekeurig gekozen vorm hebben, blijft dit nog waar. Met den toestel afgebeeld in figuur 53 kan men dit aantonen.

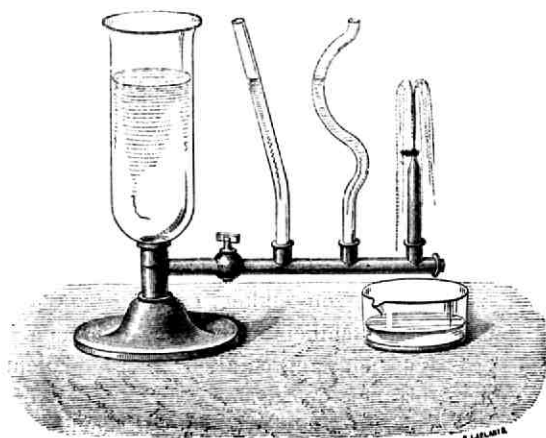


Fig. 53.

Om het verschijnsel te verklaren stellen wij ons eenvoudigheidshalve voor dat de as der dwarsbuis *C* horizontaal gesteld is. Volgens § 63 zal in het geval van evenwicht de drukking per cm^2 . in alle punten van dezelfde horizontale laag *XY* in *C* dezelfde waarde moeten hebben. Is nu de laag *XY* h cm. verwijderd van den spiegel in *A* en h' cm. van den spiegel in *B*, dan is de drukking per cm^2 . in de laag *XY* beneden den spiegel in *A* gelegen $h s g$ dynamen, en de drukking per cm^2 . in de laag *XY* beneden den spiegel in *B* gelegen $h' s g$ dynamen, als s gram de soortelijke massa der vloeistof is. Willen nu deze drukkingen even groot zijn, dan moet $h = h'$ wezen, en moeten dus de spiegels in *A* en *B* in hetzelfde horizontale vlak gelegen

zijn. Hieruit volgt dan nog dat in een laag binnen *A* en in een laag binnen *B*, die in hetzelfde horizontale vlak liggen, de drukkingen per cm^2 even groot zijn.

Aan het einde van de dwarsbuis van figuur 53 is nog aangebracht een korte buis, waarvan het open uiteinde zich bevindt beneden de vloeistofspiegels in de andere buizen. Hierdoor kan er geen evenwicht bestaan, en uit deze korte buis wordt het water naar boven gedreven en bereikt bijna het horizontale vlak, waarin de spiegels in de andere buizen gelegen zijn.

Het gebruik dat men maakt van het zoogenaamde fleschjeswaterpas berust op het feit, dat de vloeistofspiegels in twee communiceerende vaten in hetzelfde horizontale vlak gelegen zijn. De toestel bestaat uit twee glazen cilinders of fleschjes *aa*, die nauw toelopen en verbonden zijn door een koperen buis *bb*;

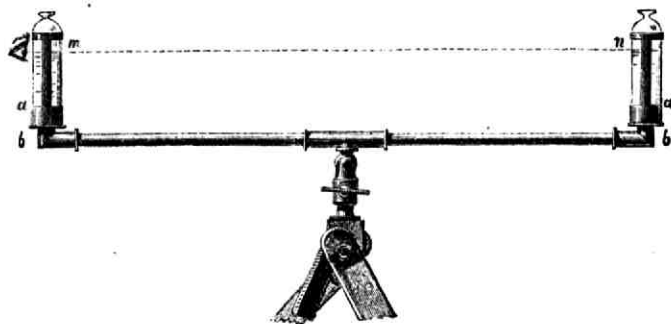


Fig. 54.

deze buis is bevestigd op een driehoek. Men vult de fleschjes en de buis met gekleurd water. Men kan zich, terwijl het eene oog gesloten is, met het andere oog zoodanig achter den spiegel *m* stellen, dat men zoowel den spiegel *m* als den spiegel *n* ziet als een lijn, terwijl de lijn *m* juist de lijn *n* bedekt. Eenig lichtgevend punt, dat men in dezen stand van het oog scherp waarneemt, is gelegen in het horizontale vlak waarin ook de vloeistofspiegels zich bevinden. De aanwezigheid van den spiegel *n* maakt dat wij met grooter nauwkeurigheid het lichtgevend punt kunnen aanwijzen, dat in het horizontale vlak gelegen is waarin ook *m* zich bevindt, dan wij zouden kunnen doen indien *n* er niet was.

Het fleschjeswaterpas dient tot het bepalen van den verticalen afstand van twee punten *A* en *B*, die op aanzienlijken afstand van elkander verwijderd zijn. Hiertoe richt men in *A* en *B* een

verticale in centimeters verdeelde lat op, waarlangs een bordje verschuifbaar is. Dit bordje is verdeeld in vier deelen, waarvan twee zwart en twee wit geveerd zijn; hierdoor kan men op grooten afstand het punt onderscheiden waar deze vier afdeelingen samenkomen; wij zullen dit punt het midden van het bordje noemen. De waarnemer stelt zich met het waterpas tusschen *A* en *B*. Hij plaatst zich met het oog zoodanig dat de vloeistofspiegels *m* en *n* door hem als lijntjes gezien worden die elkander bedekken, en

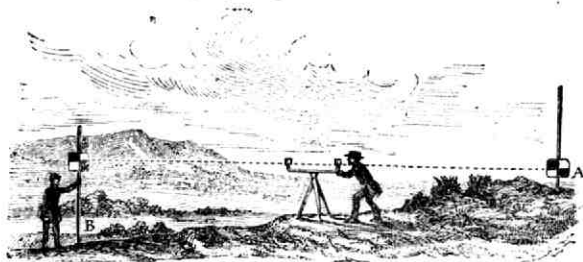


Fig. 55.

laat door een helper, die zich in *A* bevindt, zoolang het bordje langs de lat verschuiven, totdat hij het midden van het bordje scherp ziet. Daarna plaatst hij zich aan de andere zijde van den toestel en herhaalt de bewerking voor het bordje *B*. Dan ligt het midden van het bordje *A* in hetzelfde horizontale vlak als het midden van het bordje *B*; met behulp van de verdeelde latten kan nu de verticale afstand van *A* en *B* gevonden worden.

69. Luchtbelwaterpas. Tot het horizontaal stellen van een plaat welke op stelschroeven staat, maakt men gebruik van het zoogenaamde luchtbelwaterpas. Het bestaat uit een gesloten glazen buis, die eenigszins gebogen en voor het grootste gedeelte gevuld is met alcohol of ether. In het overige gedeelte bevindt

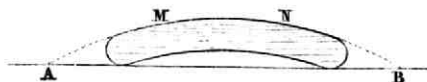


Fig. 56.

zich lucht en ook eenige alcohol damp of etherdamp. Deze lucht neemt steeds het hoogste gedeelte van de buis in.

Laat ons onderstellen dat de doorsnede van het verticale vlak van teekening met de bovenzijde van de buis een cirkelboog *AMNB* is; indien dan *AB* de doorsnede is van een horizontaal vlak, waarop de buis rust, dan zal de luchtbel zich in *MN* bevinden en de afstand *AM* gelijk zijn aan den afstand *BN*. Draait men de buis 180° om een verticale lijn, dan zal de luchtbel denzelfden stand behouden.

De glazen buis is gevat in een koperen buis, waarvan een deel is weggesneden; de koperen buis is bevestigd op een koperen liniaal en wel zoodanig dat als de ondervlakte van deze liniaal horizontaal is, de luchtbel den stand *MN*

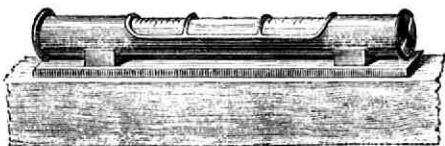


Fig. 57.

aanneemt. Deze stand is aangegeven door twee koperen bandjes, over de glazen buis aangebracht, daar waar de koperen buis is weggesneden. Tusschen deze bandjes behoort de bel te staan, wanneer de ondervlakte van de liniaal horizontaal is. Omgekeerd, bevindt zich de luchtbel tusschen deze bandjes, dan behoort de ondervlakte van de liniaal horizontaal te zijn. Men kan onderzoeken of een luchtbelwaterpas werkelijk aan dezen eisch voldoet.

Het is gemakkelijk in te zien dat een plaat horizontaal is, als bij twee standen van de liniaal, liefst ongeveer loodrecht op elkander gekozen, de luchtbel binnen de bandjes staat.

70. Kathetometer, Nonius en Micrometerschroef. Met behulp van het luchtbelwaterpas is men in staat veel nauwkeuriger den verticalen afstand van twee punten te bepalen, dan door het fleschjeswaterpas mogelijk is. Wij zullen hier een toestel beschrijven, die meermalen bij natuurkundige proeven gebruikt wordt, en wel tot het bepalen van den verticalen afstand van twee nabijgelegen punten, die geen grooten horizontalen en ook geen grooten verticalen afstand hebben. Deze toestel, de kathetometer, is uitgedacht door Dulong en Petit. Het hoofdbestanddeel is een in millimeters verdeelde liniaal, welke vast verbonden is met een koperen cilinder. Deze koperen cilinder is hol en draaibaar om een stevige stalen as. De stalen as is bevestigd op een driehoek van stelschroeven voorzien. Hiermede kan de stalen as en dus ook de verdeelde liniaal verticaal gesteld worden; dit is nagenoeg bereikt indien de luchtballen in de beide op den driehoek kruiselings gestelde waterpassen tusschen de koperen bandjes staan, of zooals men het korthedshalve uitdrukt, indien de luchtballen inspelen.

Langs de verticale liniaal is een stelsel van metalen stukken verschuifbaar, dat uit twee holle cilinders bestaat, welke den koperen cilinder omsluiten; het onderste stuk is met het bovenste verbonden door middel van een micrometerschroef, zoodat men

het bovenste ten opzichte van het onderste met behulp van

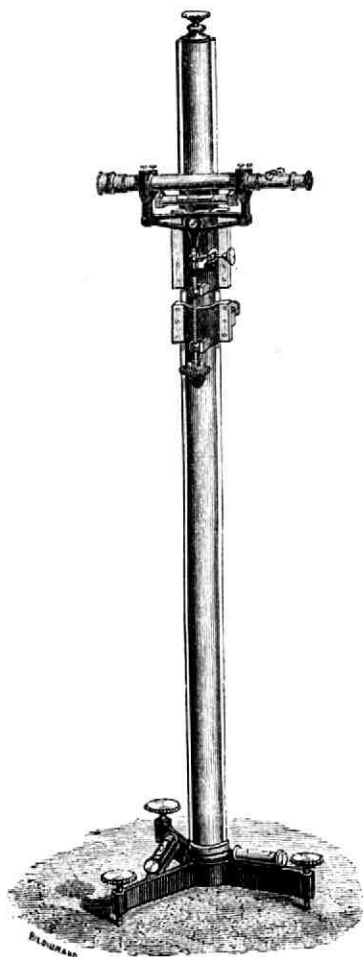


Fig. 58.

deze schroef een kleine verplaatsing kan doen ondergaan. Er is een klem-schroef aan het onderste stuk, door middel waarvan men het vast kan klemmen aan den koperen cilinder. Aan het bovenste stuk is bevestigd een T-vormig metalen stuk van twee vorken voorzien, waarin een kijker rust. Dit T-vormig stuk kan met behulp van een schroef om een horizontale as draaien en een zoodanigen stand krijgen, dat de luchtbel van het er aan bevestigde waterpas inspeelt. Bij dezen stand van het T-vormig stuk is de figuur van den kijker horizontaal. Dit waterpas geeft gelegenheid de stalen as nog vollediger verticaal te stellen dan mogelijk is door de waterpassen op den drievoet. Terwijl men namelijk den kijker evenwijdig stelt met de lijn, die twee stelschroeven verbindt, draait men één dezer schroeven zoodanig, dat de luchtbel inspeelt. Daarna draait men den cilinder met kijker 90° om de stalen as en zorgt door middel van de derde klem-schroef dat de luchtbel opnieuw inspeelt. Dan is de stalen as volkomen verticaal.

De kijker bestaat uit twee lenzen, het objectief of voorwerpglas en het oculair of oogglas. Bij de behandeling van de lichtverschijnselen zullen wij zien dat de lichtstralen, die van één punt *P* uitgaan en op een lens vallen, na breking wederom door één punt *Q* gaan. Dit punt *Q* wordt het beeld van *P* genoemd. Eén van de lichtstralen gaat ongebroken door; dit is de lichtstraal welke door het midden van de lens gaat. De punten *P* en *Q* liggen dus met het midden van de lens op één rechte lijn; kent men het punt *Q* en het midden

van de lens, dan weet men dat P op de lijn gelegen is, welke deze punten verbindt.

Met het oculair of oogglas bekijkt men het beeld Q als met een loupe of vergrootglas. Op de plaats waar ongeveer het beeld Q gevormd wordt, heeft men twee zeer fijne draden aangebracht, bij voorkeur spinragdraden, die elkander kruisen. De lijn, welke het kruispunt van deze draden verbindt met het midden van het objectief, noemt men de optische as van den kijker. Indien men met behulp van het oculair ziet, dat het beeld van een lichtgevend punt P samenvalt met het kruispunt der draden, dan weet men dat P gelegen is op de optische as van den kijker.

Men kan er voor zorgen op een wijze, die wij niet nader zullen uiteenzetten, dat de optische as van den kijker samenvalt met de figuuras. Als dan de luchtbel van het waterpas, verbonden met het T-vormig stuk inspeelt, weet men dat de optische as van den kijker horizontaal is.

Heeft men den toestel behoorlijk gesteld en wil men den verticalen afstand van twee punten A en B bepalen, dan verschuift men het stelsel bewegelijke stukken met den kijker langs de verdeelde liniaal, en draait zoo noodig den koperen cilinder om de verticale stalen as, totdat men het beeld van A met het oculair kan waarnemen. Met behulp van de micrometerschroef wordt dan het bovenste bewegelijke stuk met den kijker zoodanig verplaatst, dat het beeld van A juist samenvalt met het kruispunt der draden. Men weet dan dat A gelegen is op de horizontale optische as van den kijker. Men leest af tegenover welke verdeling van de verdeelde liniaal een zeker merkteeken, op het bovenste bewegelijke stuk aangebracht, zich bevindt. Daarna verschuift men het stelsel bewegelijke stukken langs de liniaal en draait zoo noodig den koperen cilinder om de stalen as, totdat het beeld van B juist samenvalt met het kruispunt der draden. Men leest af tegenover welke verdeling van de liniaal het genoemde merkteeken op het bovenste stuk zich bevindt; de afstand waarover dit merkteeken langs de liniaal verplaatst is, is de gezochte verticale afstand der punten A en B .

Om niettegenstaande de liniaal slechts verdeeld is in millimeters, nauwkeurig te kunnen aflezen tot op $\frac{1}{10}$ of tot op $\frac{1}{50}$ van een millimeter, brengt men aan het bovenste stuk van het bewegelijke stelsel niet eenvoudig een merkteeken aan, maar een zoogenaamden nonius.

Een nonius is een verdeelde schaal, die bewegelijk is langs een vaste verdeelde schaal; maar de noniusdeelen zijn niet even groot als de schaaldeelen. Dikwijls zijn 10 noniusdeelen gelijk aan 9 schaaldeelen; elk noniusdeel is dus gelijk aan $\frac{9}{10}$ schaaldeel. Valt de nulstreep van den nonius samen met een schaalstreep, dan is de 1^{ste} noniusstreep $\frac{1}{10}$ schaaldeel verwijderd van de naastvolgende schaalstreep; de 2^{de} noniusstreep $\frac{2}{10}$ schaaldeel

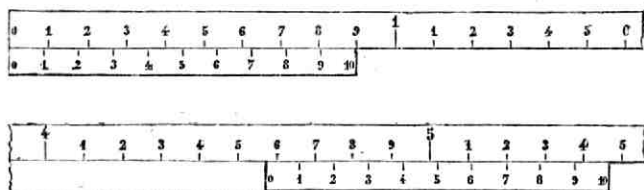


Fig. 59.

verwijderd van de daarop volgende schaalstreep enz. Valt de 7^{de} noniusstreep samen met een schaalstreep, dan is de 6^{de} noniusstreep $\frac{1}{10}$ schaaldeel van de voorafgaande schaalstreep verwijderd; de 5^{de} noniusstreep $\frac{2}{10}$ schaaldeel van de voorafgaande schaalstreep; enz. De nulstreep van den nonius is dan $\frac{7}{10}$ schaaldeel verwijderd van de voorafgaande schaalstreep. Men kan dus nu de plaats van de nulstreep van den nonius nauwkeurig bepalen tot op $\frac{1}{10}$ van een schaaldeel; hiertoe heeft men slechts waar te nemen welke noniusstreep samenvalt met een schaalstreep; is dit de n^{de} noniusstreep, dan is de nonius-nulstreep $\frac{n}{10}$ schaaldeel van de voorafgaande schaalstreep verwijderd.

Men heeft nu op het bovenste stuk van het langs den koperen cilinder van den kathetometer bewegelijke stelsel een nonius aangebracht, die langs de verdeelde liniaal glijden kan.

De nulstreep van den nonius dient als merkteeken. Is de nonius 49 mm. lang en verdeeld in 50 deelen, dan kan men nauwkeurig aflezen tot op $\frac{1}{50}$ millimeter.

De naam nonius is afkomstig van den uitvinder Nunez; in Frankrijk wordt deze toestel meestal vernier genoemd naar den Franschman Vernier, die het eerst hem in zijn eigen land algemeen bekend maakte.

Zooals hierboven is gezegd, wordt de kijker in den juiste stand gebracht met behulp van een micrometerschroef.

Een micrometerschroef is een schroef, waarvoor de afstand s van twee achtereenvolgende windingen, de zoogenaamde spoed, klein is en zoo nauwkeurig mogelijk overal dezelfde grootte heeft. Bij een geheele omwenteling verplaatst de schroef-as zich een weg s in de richting van haar lengte, bij het n^{de} gedeelte van een omwenteling slechts het n^{de} gedeelte van s . Dit maakt de micrometerschroef zoo uiterst geschikt niet alleen tot het teweegbrengen, maar ook tot het meten van kleine verplaatsingen.

Wenscht men de micrometer-schroef voor metingen te gebruiken, zooals die welke afgebeeld is in figuur 60, dan moet zij voorzien wezen van een grooten cilindervormigen kop A , welks omtrek bijv. in 100 gelijke deelen verdeeld is. Is de spoed 1 mm. en laat men de schroef $\frac{1}{100}$ omwen-

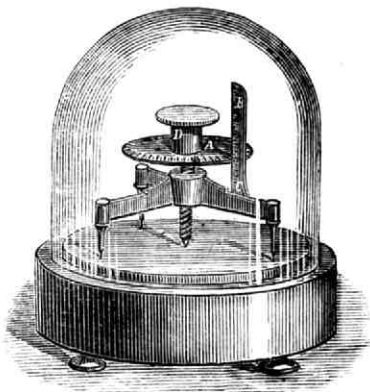


Fig. 60.

teling volbrengen, dan verplaatst zij zich 0,01 mm. in de richting van haar lengte. Om te kunnen aflezen welk gedeelte van een geheele omwenteling door de schroef is volbracht, beweegt zich de kop langs den scherpen kant van een staaf BC aan de moer bevestigd; zijn er n verdeelingen van den kop langs den scherpen kant voorbijgegaan, dan heeft de schroef het $\frac{n}{100}$ deel van een geheele omwenteling

volbracht, en heeft zij zich $\frac{n}{100}$ mm. in de richting van haar lengte verplaatst. Bovendien stelt een verdeeling in mm. op de staaf BC in staat het aantal geheele omwentelingen te bepalen.

In figuur 60, welke geen nadere toelichting behoeft, is een spherometer afgebeeld, een toestel, waarbij door een micrometerschroef de dikte van dunne platen kan worden gemeten.

71. Vloeibare lichamen van verschillende dichtheid in communiceerende vaten. Wanneer A en B communiceerende vaten zijn verbonden door de buis C , dan zullen, zoo wij er een zekere hoeveelheid kwik in gieten, de vloeistofspiegels binnen A en B in hetzelfde horizontale vlak gelegen zijn, indien ten minste, wat wij

onderstellen, de vrije oppervlakten niet klein zijn. Giet men nu in de buis *B* eenig water, dan neemt men waar dat de kwikspiegel in *A* rijst en in *B* daalt. Het is gemakkelijk in te zien aan welke voorwaarde voldaan moet worden, wil er evenwicht zijn. In een horizontale laag binnen de buis *C* zal de drukking per cm^2 . in de punten onder den spiegel binnen *A* even groot moeten wezen als de in de punten onder den spiegel binnen *B*. Daarom moet ook de drukking per cm^2 . in elk punt van den kwikspiegel binnen *B* even groot zijn als de drukking per cm^2 . in elk punt van die kwiklaag binnen *A*, welke met den kwikspiegel binnen *B* in hetzelfde horizontale vlak ligt. Zoo h cm. de verticale afstand is van den kwikspiegel in *B* tot den kwikspiegel in *A*, en h' cm. de verticale afstand van den kwikspiegel in *B* tot den waterspiegel in *B*, dan zal de drukking per cm^2 . veroorzaakt door het gewicht van een kwikkolom van h cm. hoogte, even groot moeten zijn als de drukking per cm^2 . veroorzaakt door het gewicht van een waterkolom van h' cm. hoogte. Is de soortelijke massa van kwik s gram, die van water s' gram, zoo moet $ghs = gh's'$ zijn of

$$hs = h's'.$$

Door proeven is de juistheid van deze vergelijking bewezen.

Dezelfde beschouwing geldt als men te doen heeft met twee andere vloeibare lichamen van verschillende dichtheden. Steeds verhouden zich de hoogten van de vloeistofspiegels boven het gemeenschappelijk scheidingsvlak omgekeerd als de soortelijke massa's der vloeistoffen.

72. Wet van Archimedes. Wanneer een vast lichaam in een vloeistofmassa gedompeld is, ondervindt elk deel der oppervlakte een drukking. De drukkingen, welke de verschillende deelen der oppervlakte ondergaan, blijken vervangbaar te zijn door één verticaal naar boven werkende kracht. Reeds Archimedes (287—212 v. C.) kende de grootte van deze vervangende, welke genoemd wordt de opwaartsche drukking door het lichaam ondervonden. De wet door hem het eerst uitgesproken en bekend onder den naam van de wet van Archimedes, luidt als volgt: Een lichaam dat geheel in een vloeistofmassa gedompeld is, ondergaat een opwaartsche drukking gelijk aan het gewicht van een volume dezer vloeistof even groot als het volume van het lichaam.

Om de juistheid van deze wet aan te toonen, maakt men gebruik van een koperen cilindertje dat juist in een emmertje sluit, zoodat het volume van het cilindertje beschouwd mag worden gelijk te zijn aan den inhoud van het emmertje. Aan een der

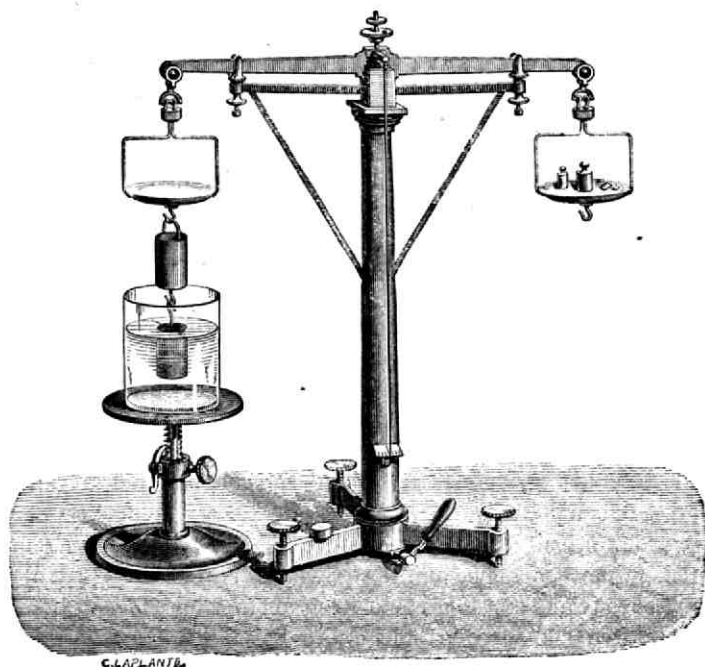


Fig. 81.

schalen van een balans, waarvan de schalen opgehangen zijn aan korte staafjes of kettinkjes (een zoogenaamde hydrostatische balans), wordt door een haakje het emmertje opgehangen; vervolgens onder het emmertje het koperen cilindertje. In de andere schaal der balans legt men zooveel stukjes koper of andere voorwerpen dat het juk in den horizontalen evenwichtsstand komt. Daarna brengt men onder het cilindertje een bak met water en heft dezen zoo hoog op dat, als het cilindertje op zijn plaats bleef, het geheel ondergedompeld zou zijn zonder dat het emmertje bevochtigd wordt. Dadelijk bemerkt men den invloed van de opwaartsche drukking. Het gedeelte van het juk, waaraan het cilindertje hangt, gaat naar boven. Giet men nu het emmertje vol water, dan keert het juk naar zijn horizontalen evenwichtsstand terug. Het gewicht van het water dat zich in het emmertje

bevindt, is juist in staat den invloed van de opwaartsche drukking door het cilindertje ondervonden, op te heffen.

Om tot de verklaring van de wet van Archimedes te geraken, stellen wij ons een rechthoekig parallelipedisch lichaam $ABCD$

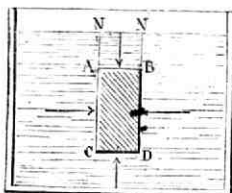


Fig. 62.

voor, waarvan het grondvlak en het bovenvlak horizontaal zijn, en dat geheel in een vloeistofmassa is ondergedompeld. Elke verticale wand van het lichaam ondervindt volgens § 66 een horizontale drukking gelijk aan het gewicht van een vloeistofkolom, die dezen verticalen wand tot grondvlak en den afstand van het zwaartepunt er van tot den vloeistofspiegel tot hoogte heeft. De vervangende van de drukkingen welke de zijwanden AC en BD ondervinden, is nul, en evenzoo de vervangende van de drukkingen op den voorwand en den achterwand uitgeoefend.

De drukking uitgeoefend op het grondvlak CD is verticaal naar boven gericht en gelijk aan het gewicht van een vloeistofkolom, die dit grondvlak tot doorsnede heeft en tot hoogte den afstand van het grondvlak tot den spiegel; in het geval van figuur 62 den afstand van D tot N .

De drukking uitgeoefend op het bovenvlak AB is verticaal naar beneden gericht en gelijk aan het gewicht van een vloeistofkolom, die dit bovenvlak tot doorsnede heeft en tot hoogte den afstand van dit bovenvlak tot den spiegel; in het beschouwde geval den afstand van B tot N .

De vervangende van alle drukkingen door het lichaam ondergaan, is dus een verticaal naar boven werkende kracht, gelijk aan het gewicht van een volume vloeistof even groot als het volume van het lichaam.

Wij hebben een rechthoekig parallelipedisch lichaam beschouwd; met behulp van hoogere wiskunde kan men aantoonen dat deze uitkomst ook verkregen wordt voor een lichaam van willekeurigen vorm. De wet van Archimedes vindt dus haar verklaring eenvoudig in de drukking, welke de oppervlakte van een lichaam dat in een vloeistofmassa gedompeld is, in elk harer punten van de omgevende vloeistofmassa ondergaat. Men kan verder aantoonen dat de opwaartsche drukking langs de verticale lijn werkt, die door het zwaartepunt van het meetkundig lichaam (zie § 53) gaat, dat denzelfden vorm heeft als het ondergedompelde lichaam. Alleen wanneer het ondergedompelde lichaam

homogeen is valt zijn zwaartepunt samen met het zwaartepunt van het meetkundig lichaam; dit zwaartepunt wordt het middelpunt van opwaartsche drukking genoemd.

Wanneer de gemiddelde dichtheid van het lichaam groter is dan de dichtheid van de vloeistofmassa waarin het ondergedompeld is, zoo zal het lichaam, indien het alleen onder de inwerking van zijn gewicht en van de opwaartsche drukking verkeert, naar beneden gaan; het zinkt, zooals men het uitdrukt, en wel omdat het gewicht van het lichaam groter is dan de ondervonden opwaartsche drukking.

Wanneer de gemiddelde dichtheid van het lichaam kleiner is dan de dichtheid van de vloeistofmassa, zal het, wanneer het alleen onder de inwerking van zijn gewicht en van de opwaartsche drukking verkeert, naar boven gaan; want zijn gewicht is dan kleiner dan de opwaartsche drukking.

Wanneer de gemiddelde dichtheid van het ondergedompelde lichaam juist gelijk is aan de dichtheid van de vloeistofmassa, zoo kan het in de vloeistofmassa in rust blijven onder den invloed van zijn gewicht en van de opwaartsche drukking. Is het lichaam homogeen, valt dus zijn zwaartepunt samen met het middelpunt van opwaartsche drukking, zoo kan het in alle standen in rust zijn; in elken stand is het dan in den onverschilligen evenwichtsstand. Maar als het ingedompelde lichaam niet homogeen is kan het slechts in één stand in rust zijn, den stand waarbij het zwaartepunt G met het middelpunt van opwaartsche drukking O in dezelfde verticaal en O boven G gelegen is. Wordt het lichaam uit dezen stand gebracht, dan keert het onder de inwerking van het gewicht P en van de opwaartsche drukking Q in dezen stand terug. In dezen stand is het dus in stabielen evenwichtsstand.

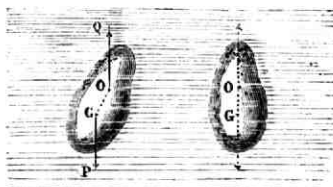


Fig. 63.

Wanneer een lichaam, dat een gemiddelde dichtheid heeft kleiner dan de dichtheid van de vloeistofmassa, na onderdompeling aan zich zelf wordt overgelaten, rijst het en een deel er van komt boven den vloeistofspiegel; na eenige schommelingen is het in rust; het drijft, zooals men het noemt.

Het lichaam is in rust onder den invloed van zijn gewicht en van de opwaartsche drukking. Als een lichaam drijft is dus de

opwaartsche drukking welke het ondergaat, even groot als het gewicht van het geheele lichaam. De twee krachten werken langs dezelfde lijn, de verticaal van het zwaartepunt.

De opwaartsche drukking is gelijk aan het gewicht van een volume vloeistof even groot als het volume van het ondergedompelde gedeelte van het lichaam. Het zwaartepunt van het meetkundige lichaam dat denzelfden vorm heeft als dit ondergedompelde gedeelte, is het middelpunt van opwaartsche drukking.

Bij evenwicht ligt het middelpunt van opwaartsche drukking op de verticaal van het zwaartepunt van het geheele lichaam. Maar het is niet noodig, wil het lichaam in den stabielen evenwichtsstand verkeeren, dat het zwaartepunt G van het lichaam beneden het middelpunt van opwaartsche drukking O ligt. Gewoonlijk ligt, bijv. bij schepen, het punt G boven het punt O .

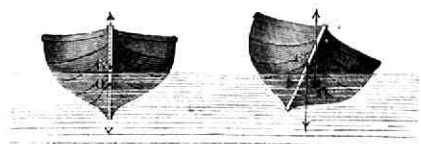


Fig. 64.

Indien nu zulk een lichaam uit den stand gebracht wordt waarbij G en O op dezelfde verticaal liggen, dan verandert ook de vorm van het ondergedompelde gedeelte van het lichaam en het punt O verplaatst zich naar den kant van het dieper inzinkende gedeelte, zoodat onder de inwerking van het gewicht en van de opwaartsche drukking het lichaam naar den vroegeren stand terugkeert. Deze stand is dus een stabiele evenwichtsstand. Toch mag het lichaam niet al te ver uit dezen stand geraken, want dan is het mogelijk dat het punt O aan de andere zijde van de verticaal van het zwaartepunt komt te liggen, waardoor het lichaam geheel zou kantelen. Met het oog hierop is het ook wenschelijk dat het zwaartepunt van een schip zoo laag mogelijk ligge.

73. Bepaling van de gemiddelde dichtheid van een lichaam en van de soortelijke massa van een stof. In § 35 en § 36 hebben wij gezien dat als een lichaam een massa heeft van m gram en een volume van v cm³, zijn gemiddelde dichtheid $\frac{m}{v}$ eenheden bedraagt; en evenzoo dat als eenig lichaam van een zekere stof bij een bepaalde temperatuur een volume van v cm³. heeft en een massa van m gram, de soortelijke massa van deze stof bij deze temperatuur $\frac{m}{v}$ gram is.

Om de gemiddelde dichtheid van een lichaam te bepalen, moet men dus zijn massa en zijn volume zoeken. Met behulp van de balans kan men zijn massa gemakkelijk vinden; maar het bepalen van het volume levert bezwaren op indien het lichaam niet den vorm heeft van een der meetkundige lichamen, die in de meetkunde gewoonlijk beschouwd worden. Door de wet van Archimedes is men intusschen in staat het volume van een willekeurig lichaam te leeren kennen.

Hiertoe hangt men het door middel van een dun koord, bijv. een paardenhaar, aan de eene schaal van de hydrostatische balans. In de andere schaal worden zooveel stukjes koper of andere voorwerpen gebracht, dat het juk den horizontalen evenwichtsstand aanneemt. Vervolgens brengt men een vat met vloeistof, waarvan de soortelijke massa bij de bestaande temperatuur bekend is en s gram moge zijn, onder het lichaam, en heft het vat met vloeistof zoo hoog op dat het lichaam, als het denzelfden stand behield, geheel ondergedompeld zou wezen. Vervolgens legt men zooveel geijkte stukjes koper op de schaal waaraan het lichaam hangt, dat het juk in den horizontalen evenwichtsstand terugkeert. Laat ons aannemen dat de massa van deze geijkte stukjes p gram bedraagt; dan is de opwaartsche drukking, welke het lichaam in de vloeistofmassa ondergaat, $p g$ dynamen. Volgens de wet van Archimedes is deze opwaartsche drukking gelijk aan het gewicht van een volume vloeistof even groot als het volume van het lichaam. Noemen wij dit volume v cm³, zoo is dus $v s g = p g$ en

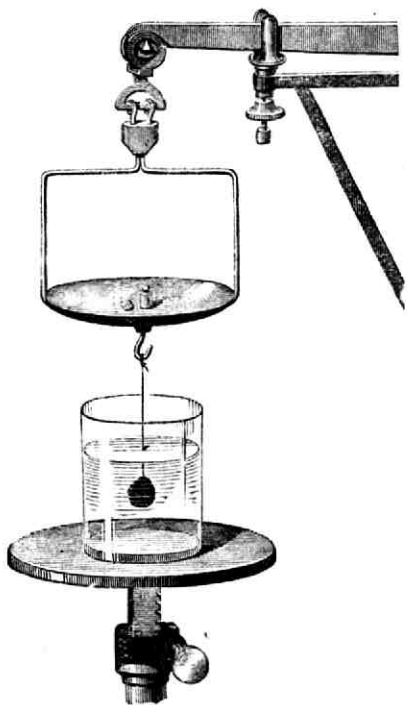


Fig. 65.

$$v = \frac{p}{s} \dots \dots \dots (1)$$

Als het lichaam een massa heeft van m gram is dus zijn gemiddelde dichtheid bij de temperatuur welke de vloeistofmassa heeft, gelijk aan d eenheden, zoo

$$d = \frac{m}{p} s \dots \dots \dots (2)$$

Gewoonlijk gebruikt men een bak met water, om hierin het lichaam te dompelen, waarvan men het volume wil leeren kennen. Nagenoeg is voor water van gewone temperatuur $s = 1$; maar bij nauwkeurige bepalingen heeft men in het oog te houden dat s niet volkomen gelijk 1 is. Wij laten hier een tafeltje volgen van de soortelijke massa van water bij verschillende temperaturen, uitgedrukt in de soortelijke massa van water bij 4° .

Wil men de soortelijke massa in grammen kennen, dan heeft men dus alle deze getallen te vermenigvuldigen met 0,999900.

Soortelijke massa van water.

Temp.	Soort. massa.	Temp.	Soort. massa.	Temp.	Soort. massa.
0	0,999871	13	0,999430	35	0,99418
1	0,999928	14	0,999299	40	0,99235
2	0,999969	15	0,999160	45	0,99037
3	0,999991	16	0,999002	50	0,98820
4	1,000000	17	0,998841	55	0,98582
5	0,999990	18	0,998654	60	0,98338
6	0,999970	19	0,998460	65	0,98074
7	0,999933	20	0,998259	70	0,97794
8	0,999886	22	0,997826	75	0,97498
9	0,999824	24	0,997367	80	0,97194
10	0,999747	26	0,996866	85	0,96879
11	0,999655	28	0,996331	90	0,96556
12	0,999549	30	0,995765	100	0,95865

Men kan nu onderzoeken of de dichtheid bijv. van het eene stuk platina even groot is als de dichtheid van een ander stuk platina bij dezelfde temperatuur. En dan blijkt het dat, indien die verschillende stukken dezelfde bewerking hebben ondergaan, ook hun dichtheden nagenoeg gelijk zijn, zoodat men kan spreken van de soortelijke massa van gegoten platina of van getrokken platina bij zekere temperatuur. Is de dichtheid van eenig stuk

gegoten platina bij zekere temperatuur d eenheden, dan is de soortelijke massa van gegoten platina bij die temperatuur d gram.

Wij zullen later een betrekking leeren kennen tusschen de soortelijke massa van een stof bij t° en de soortelijke massa van deze stof bij 0° . Spreekt men van de soortelijke massa van een vaste stof of van een vloeistof zonder vermelding van de temperatuur, dan bedoelt men hiermede altijd de soortelijke massa bij 0° . Bij gassen heeft men nog iets anders als de temperatuur in aanmerking te nemen; wij komen op de bepaling van de soortelijke massa van gassen later terug.

Met behulp van de hydrostatische balans is men dus in staat op de uiteengezette wijze de soortelijke massa van vaste stoffen te vinden. Tot de bepaling van de soortelijke massa van vloeistoffen kan men ook van de hydrostatische balans gebruik maken. Hiertoe hangt men aan de eene schaal door een paardenhaar een glazen bolletje, waarin zich een weinig kwik bevindt. In de andere schaal worden zooveel stukjes koper of andere voorwerpen geplaatst, dat het juk in den horizontalen evenwichtsstand verkeert. Vervolgens wordt een bak met water bijv. van 0° , zoodanig geplaatst, dat als het glazen bolletje denzelfden stand behield, het geheel ondergedompeld zou zijn. De massa van de geijkte stukjes, die men op de schaal waaraan het bolletje hangt, moet leggen om het juk in den horizontalen evenwichtsstand terug te brengen, moge p gram zijn; pg dynamen is dan de opwaartsche drukking welke het bolletje ondervindt; bedraagt de soortelijke massa van water bij 0° s gram, dan is volgens

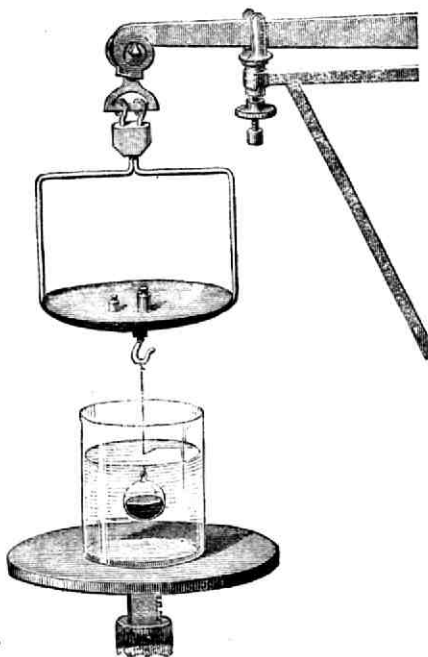


Fig. 66.

de wet van Archimedes het volume van het bolletje $\frac{p}{s}$ cm³.

De geijkte stukjes worden nu van de schaal genomen waaraan het bolletje hangt en het bolletje afgedroogd. Daarna wordt een bak met vloeistof, waarvan men de soortelijke massa zoekt, bijv. alcohol, ook van 0° , op dezelfde wijze onder het bolletje gebracht, en men zoekt de massa q gram van de geijkte stukjes die op de schaal, waaraan het bolletje hangt, gelegd moeten worden, opdat wederom het juk in den horizontalen evenwichtsstand kome. Dan is het gewicht van $\frac{p}{s}$ cm³. alcohol q g dynamen en de massa van $\frac{p}{s}$ cm³. alcohol q gram. De soortelijke massa van alcohol is dus s' gram, wanneer

$$s' = \frac{q}{p} s \dots\dots\dots (3)$$

Men kan ook op andere wijze het volume van een lichaam bepalen en wel met behulp van een fleschje. Voor vaste lichamen maakt men gebruik van een fleschje met wijde opening, waarin een holle geslepen stop past, die in een nauwe buis uitloopt. Men vult het fleschje bij 0° geheel met water en plaatst de stop

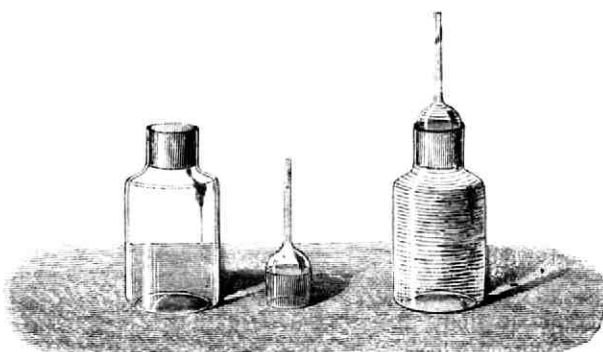


Fig. 67.

in de opening; hierbij wordt eenig water uitgedreven, dat een uitweg zoekt door de nauwe buis. De nauwe buis zal dus tot het boven-

einde gevuld zijn. Men droogt het fleschje zorgvuldig af en bepaalt de massa van het fleschje met water, stel p gram. Daarna brengt men het voorwerp, waarvan men het volume wil kennen en dat een massa van m gram heeft, in het fleschje; de stop wordt weder in de opening geplaatst. De massa van het fleschje met water en met het voorwerp bedrage q gram. Dan is $q - p$ gram (zoo $q > p$ blijkt te zijn) de massa van het voorwerp verminderd met de massa van een volume water even groot als

het volume van het voorwerp. Is de soortelijke massa van water bij 0° s gram en het gezochte volume van het voorwerp v cm³, zoo is

$$q - p = m - vs$$

$$\text{en} \quad v = \frac{m - (q - p)}{s} \dots \dots \dots (4^*)$$

De gemiddelde dichtheid van het voorwerp is dus d eenheden als

$$d = \frac{m}{m - (q - p)} s; \dots \dots \dots (5)$$

en de soortelijke massa van de stof waaruit het voorwerp bestaat, is d gram.

Voor de bepaling van de soortelijke massa van vloeistoffen maakt men gebruik van een fleschje met nauwen hals; op dezen hals bevindt zich een merkteeken. De massa q gram van het leeg fleschje wordt bepaald, daarna de massa van het fleschje tot aan het merkteeken gevuld met water van 0° , p gram. Is de soortelijke massa van water s gram, dan is de inhoud van het fleschje tot aan het merkteeken $\frac{p - q}{s}$ cm³.

Vervolgens wordt het fleschje bijv. met alcohol gevuld van 0° ook tot het merkteeken. De massa van het fleschje met

alcohol moge p' gram zijn. Dan is de massa van $\frac{p - q}{s}$ cm³

alcohol $p' - q$ gram. De soortelijke massa van alcohol is dus s' gram, als

$$s' = \frac{p' - q}{p - q} s \dots \dots \dots (6)$$

Deze methode voor de bepaling van de soortelijke massa van een stof wordt de fleschjes-methode genoemd.

Wordt geen zeer nauwkeurige bepaling verlangd, dan maakt men bij het zoeken van de soortelijke massa van een stof wel gebruik van toestellen, die areometers genoemd worden. De areometer van Nicholson (1753—1815) is een holle metalen cilinder, die aan beide einden kegelvormig uitloopt. Aan de bovenzijde bevindt zich een stift waarop een schaalje rust; aan de onderzijde een haakje, waaraan een emmertje hangt. Op de stift is een merkteeken aangebracht. Men plaatst den areometer in een bak met water, waarvan de soortelijke massa s gram moge



Fig. 68.

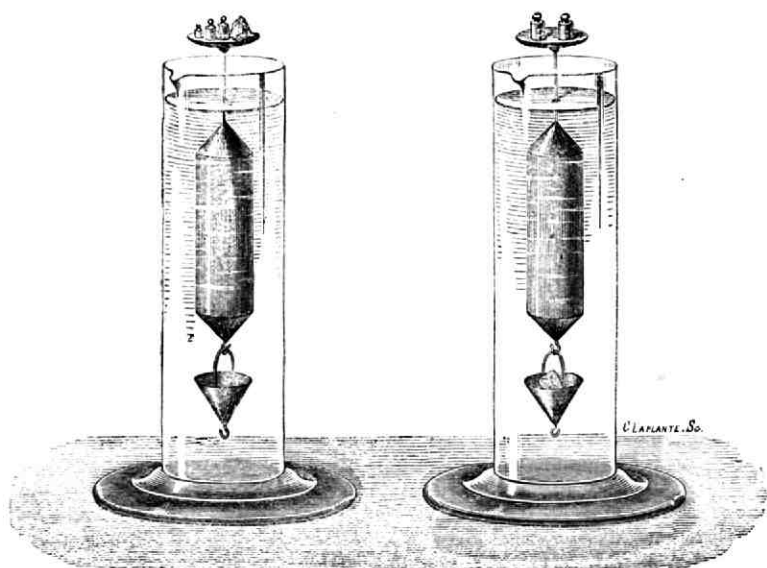


Fig. 69.

zijn. Op het schaalte worden zooveel geijkte stukjes gelegd, dat de areometer tot de op de stift aangebrachte merkstreep zinkt; deze stukjes mogen een massa van a gram hebben. Zij worden weggenomen en men legt het voorwerp van de stof, waarvan men de soortelijke massa zoekt, op het schaalte met zooveel geijkte stukjes (b gram), dat de areometer weder tot de merkstreep inzinkt. Dan is de massa van het voorwerp m gram als $m = a - b$. Vervolgens brengt men het voorwerp in het emmertje; werd de areometer gedwongen denzelfden stand te behouden, zoo zou de opwaartsche drukking welke hij ondergaat, toegenomen zijn met het gewicht van een volume water even groot als het volume van het voorwerp. Maar juist ten gevolge van deze opwaartsche drukking rijst de areometer als hij vrij wordt gelaten. Het blijkt dat men p gram geijkte stukjes voegen moet bij de b gram, die reeds op het schaalte staan, om den areometer weder tot de merkstreep te doen inzinken; de vermeerdering der opwaartsche drukking bedraagt dus $p g$ dynamen. Het volume van het voorwerp is dus $\frac{p}{s} \text{ cm}^3$, en de soortelijke massa van de stof waaruit het voorwerp bestaat, s' gram als

$$s' = \frac{m}{p} s \dots\dots\dots (7)$$

Voor de bepaling van de soortelijke massa van vloeistoffen kan men gebruik maken van den areometer van Fahrenheit (1686—1736). Deze laatste bestaat uit een glazen buis, van onderen uitlopende in een peervormig gedeelte waarin zich eenig kwik bevindt. Aan de bovenzijde rust op een glazen staafje een glazen schaalte; op het staafje is een merkteeken aangebracht. Men begint met de massa van den areometer te zoeken; laat deze p gram bedragen. De areometer wordt in water geplaatst, dat een soortelijke massa van s gram heeft; hij drijft, en om hem te doen inzinken tot de merkstreep moet men geijkte stukjes met een massa van q gram op het schaalte brengen. Daar de areometer drijft, ondervindt hij een opwaartsche drukking gelijk aan zijn gewicht. De opwaartsche drukking is dus $(p + q)g$ dynamen. Dit is ook het gewicht van een volume water, even groot als het volume van het ondergedompelde gedeelte van den areometer. De areometer tot aan de deelstreep heeft dus een volume van $\frac{p+q}{s} \text{ cm}^3$.

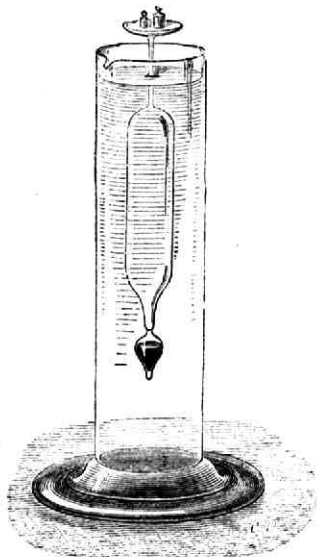


Fig. 70.

De geijkte stukjes worden van het schaalte afgenomen en men brengt den areometer in een bak met vloeistof, waarvan men de soortelijke massa wil kennen, bijv. alcohol. Er worden nu q' gram aan geijkte stukjes op het schaalte gelegd om den areometer in alcohol tot de merkstreep te doen zakken. De opwaartsche drukking door den areometer ondervonden is dus $(p + q')g$ dynamen, en de massa van $\frac{p+q}{s} \text{ cm}^3$ alcohol $p + q'$ gram. De soortelijke massa van alcohol is dus s' gram, wanneer

$$s' = \frac{p+q'}{p+q} s \dots\dots\dots (8).$$

De areometers van Nicholson en Fahrenheit worden areometers met standvastig volume genoemd, omdat zij steeds zoodanig worden belast, dat zij tot aan de merkstreep inzinken en dus een standvastig volume vloeistof verplaatsen.

Men heeft ook toestelletjes vervaardigd welke in staat stellen op nog eenvoudiger wijze de soortelijke massa van een vloeistof te vinden, al is de bepaling ook niet zeer nauwkeurig. Deze zijn de volumeters, zoo genoemd, omdat men rechtstreeks er mede bepalen kan het volume van een bepaalde massa eener willekeurig gekozen vloeistof; zij behooren tot de zoogenaamde areometers van standvastige massa, omdat zij steeds een even groote massa vloeistof verplaatsen. Een volumeter voor vloeistoffen die een soortelijke massa hebben grooter dan die van water, is afgebeeld in figuur 71. Hij bestaat uit een glazen buis, die van onderen peervormig is en eenig kwik bevat. Plaatst men hem in water, dan zinkt hij in tot een streep, waarbij het cijfer 100 staat. Zijn volume van het ondereinde af tot deze streep moge v cm³. zijn. Men heeft dit gedeelte verdeeld in 100 deelen van denzelfden inhoud en naast die deelstrepen cijfers geplaatst. Het volume van den volumeter van het ondereinde af tot de streep 90 is dan $\frac{90}{100} v$ cm³. Daar de volumeter tot de streep 100 in water inzinkt, zal als de soortelijke massa van water s gram bedraagt en de massa van den volumeter m gram



Fig. 71.

$$m = s v \dots \dots \dots (9)$$

Brengt men den volumeter in een bak met vloeistof, waarvan de soortelijke massa s' gram is, en zinkt hij in tot de streep n , dan is

$$m = s' \frac{n}{100} v \dots \dots \dots (10)$$

en dus

$$s' = \frac{100}{n} s \dots \dots \dots (11)$$

Voor vloeistoffen van een soortelijke massa kleiner dan die van water gebruikt men een volumeter, die in water slechts tot even boven het peervormig gedeelte inzinkt; bij deze plaats bevindt zich weder het cijfer 100. Als het volume van het in water inzinkende deel wederom v cm³. bedraagt, verdeelt men het overige gedeelte der buis in deelen van denzelfden inhoud ieder van $\frac{v}{100}$ cm³. en plaatst naast de deelstrepen cijfers. Het gedeelte van den volumeter van het ondereinde af tot de streep 120 heeft

dan een volume $\frac{120}{100}$ v cm. Daalt de volumeter in een bak met vloeistof waarvan de soortelijke massa s' gram is, tot de n^{de} streep, zoo geldt ook de vergelijking (11).

Soms vindt men op een areometer van standvastige massa een verdeelde schaal, waarop men rechtstreeks kan aflezen wat de soortelijke massa is van een vloeistof, waarin de areometer tot een der schaalstrepen inzinkt. Men noemt ze dan densimeters.

In het volgende lijstje is de soortelijke massa van eenige stoffen bij 0° te vinden.

Vaste stoffen.

Platina, gegoten... 21,48—21,50	Phosphor, gewone.... 1,83
" getrokken. 21,2—21,7	" roode.... 2,20
Goud..... 19,3	Zwavel, rhombische... 2,07
Lood..... 11,4	" amorphe.... 1,92
Zilver..... 10,53	Koolstof, diamant.... 3,52
Koper, gegoten.... 8,83—8,92	" graphiet.... 2,3
" gehamerd.. 8,92—8,96	Kwarts..... 2,6512
" getrokken.. 8,93—8,95	Glas, gewoon..... 2,5—2,7
Nikkel..... 8,9	Flintglas..... 3,3
Geel koper, gegoten. 8,3—8,4	IJs..... 0,9167
" " getrokken 8,4—8,7	Kurk..... 0,24

Vloeistoffen.

Kwik..... 13,5956	Alcohol..... 0,806
Zwavelzuur, 98%..... 1,857	Aether..... 0,736
Zwavelkoolstof..... 1,293	Benzol..... 0,899
Chloroform..... 1,527	Olijfolie..... 0,913

74. Uitstrooming van vloeibare lichamen. Wet van Torricelli.
Bevindt zich een vloeibaar lichaam in een vat en wordt er ergens in den wand een opening gemaakt, dan stroomt de vloeistofmassa uit, en wel in een richting loodrecht op het vlak der opening. Onder den invloed van de zwaartekracht verandert de richting van de beweging der vloeistofdeeltjes, tenzij de normaal op het vlak der opening een verticaal is. De vloeistofdeeltjes volgen elkander zoo snel, dat zij voor onze zintuigen één geheel uitmaken en een zogenaamden straal vormen.

Torricelli nam waar dat wanneer men gebruik maakt van een vat in den vorm zooals in fig. 53 is voorgesteld, en dus de

vloeistofdeeltjes verticaal naar boven gaan, zij nagenoeg het vlak van den vloeistofspiegel in het vat bereiken. Dit is niet volkomen het geval, maar hij meende dat dit wel zoo zou wezen, indien de invloed van den tegenstand der lucht op de zich bewegende vloeistofdeeltjes zich niet deed gevoelen, en indien de terugvallende deeltjes de stijgende niet in hun beweging belemmerden.

Indien de verticale afstand van de uitstrooingsopening tot den spiegel h cm. bedraagt, treden de vloeistofdeeltjes dus met een zoodanige snelheid uit, dat zij met eenparige vertraagde beweging een weg afleggen van h cm. voordat hun snelheid nul is geworden, terwijl de vertraging g eenheden bedraagt. Hieruit volgt dat de vloeistofdeeltjes op het oogenblik waarop zij de opening verlieten, een snelheid v bezaten, wanneer

$$v = \sqrt{2gh} \dots \dots \dots (1)$$

Hij meende dat deze betrekking algemeen gold en kwam tot het besluit, dat als de verticale afstand van de uitstrooingsopening tot den spiegel h cm. bedroeg, de snelheid waarmede elk vloeistofdeeltje uit de opening treedt $\sqrt{2gh}$ is, onverschillig waar de opening in den wand zich bevinden moge en hetzij men water, hetzij men kwik laat uitstroomen. Deze betrekking wordt de wet van Torricelli genoemd.

Men heeft op verschillende wijzen deze wet onderzocht en men heeft haar juist bevonden. Zoo ook met den toestel afgebeeld in figuur 72. In den wand van een cilinder zijn een reeks openingen gemaakt, alle op dezelfde verticaal gelegen; elk van deze openingen is bedekt door een verschuifbaar plaatje; hierin is ook een opening. Het plaatje kan zoodanig gesteld worden dat de vloeistofmassa in den cilinder aanwezig kan uitstroomen, maar men kan ook de opening in den cilinderwand afsluiten.

Als de cilinder eenmaal gevuld is bijv. met water, dan wordt door geregelden toevoer de spiegel in hetzelfde horizontale vlak gehouden. Men zorgt dat de toevoer iets grooter is dan de afvoer, maar door een zijbuis wordt het water weggeleid, zoodra de spiegel iets stijgt boven de opening van deze buis.

Laat men het water uit een der zijopeningen stroomen, zoo neemt men een gebogen waterstraal waar. In een sleuf is een metalen stuk beweegbaar, waaraan een ringetje bevestigd is, dat nog om een horizontale as kan draaien. Dit ringetje kan zoodanig gesteld worden dat de waterstraal er juist doorheen gaat. De vorm van den waterstraal is ook de vorm van de baan door elk

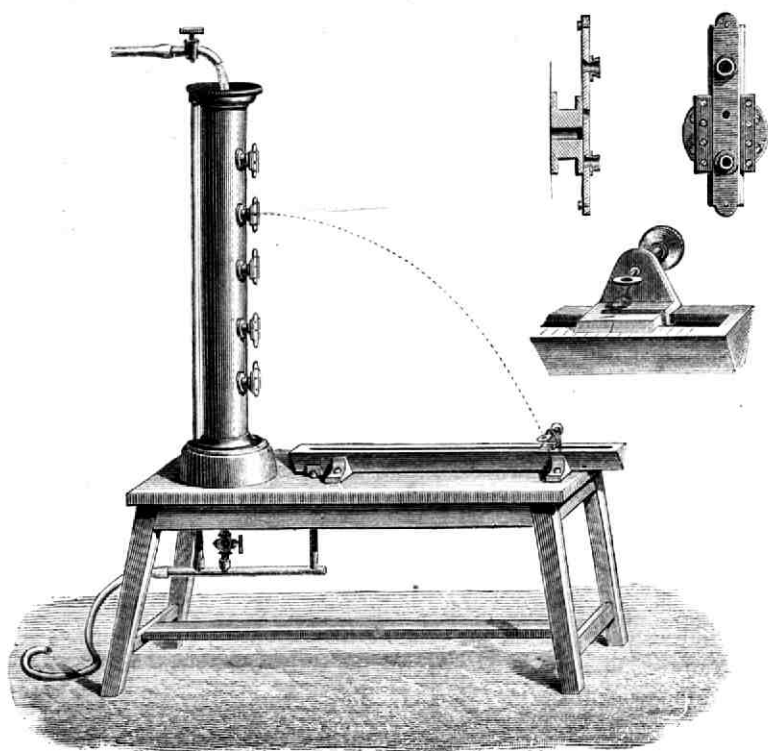


Fig. 72.

waterdeeltje doorloopen. Men kan nu uitgaan van de onderstelling dat de wet van Torricelli juist is; dat dus, als de afstand van de opening tot den spiegel h cm. is, elk waterdeeltje op het oogenblik van uittreding een snelheid heeft van $\sqrt{2gh}$ eenheden; vervolgens kan men de baan berekenen, die zulk een deeltje met een horizontale snelheid $\sqrt{2gh}$ onder den invloed der zwaartekracht moet gaan beschrijven, en de plaats bepalen, waar deze baan het horizontale vlak moet snijden, waarin het ringetje zich bevindt. De baan van zulk een deeltje is een parabool. Is de afstand van het horizontale vlak waarin het ringetje zich bevindt, tot de uitstroomingsopening l cm., en gaat de waterstraal door het ringetje heen, dan moet volgens de berekening in § 18 de horizontale afstand van de opening tot het ringetje $2\sqrt{lh}$ cm. zijn. Welnu, deze uitkomst, afgeleid uit de onderstelling dat

de wet van Torricelli juist is, wordt bij het nemen van de proeven volkomen bevredigend bevestigd, men moge het water uit de bovenste of wel uit de benedenste opening laten stroomen.

Om de waarnemingen gemakkelijk te kunnen doen, heeft men op de sleuf een verdeeling aangebracht, door middel waarvan men den horizontalen afstand van het ringetje tot aan de uitstroombingsopening kan aflezen.

Om tot de verklaring van de wet van Torricelli te geraken, maken wij gebruik van de wet van het behoud van arbeidsvermogen. Laat de vloeistofspiegel een doorsnede van F cm²., de uitstroombingsopening een doorsnede van f cm². hebben. Is v de snelheid waarmee een vloeistofdeeltje de uitstroombingsopening verlaat, dan treedt in elke seconde een volume vloeistof van $f v$ cm³. uit het vat, waardoor de vloeistofspiegel $\frac{f}{F} v$ cm. daalt;

elk deeltje in den vloeistofspiegel heeft dus een snelheid $\frac{f}{F} v$.

Is de soortelijke massa der vloeistof s gram, dan zal in elke seconde een hoeveelheid vloeistof met een massa van $f v s$ gram en met een gewicht van $f v s g$ dynamen van den spiegel tot de uitstroombingsopening dalen. Zij verliest daarbij een arbeidsvermogen van plaats van $f v s g h$ ergisten, als h cm. de afstand is van uitstroombingsopening tot spiegel. Daar deze vloeistofmassa van $f v s$ gram aan den spiegel een snelheid $\frac{f}{F} v$ en aan de uitstroombingsopening een snelheid v heeft, wint zij een arbeidsvermogen van beweging van $\frac{f v s}{2} v^2 - \frac{f v s}{2} \frac{f^2}{F^2} v^2$ ergisten. Het gewonnen arbeidsvermogen van beweging moet nu gelijk zijn aan het verloren arbeidsvermogen van plaats, waaruit volgt:

$$\frac{f v s}{2} v^2 - \frac{f v s}{2} \frac{f^2}{F^2} v^2 = f v s g h$$

$$v^2 \left\{ 1 - \frac{f^2}{F^2} \right\} = 2 g h$$

of

$$v = \sqrt{\frac{2 g h}{1 - \frac{f^2}{F^2}}}$$

Is nu f zeer klein in verhouding tot F , dan mag $\frac{f^2}{F^2}$ verwaarloosd worden, waardoor men vindt:

$$v = \sqrt{2gh}.$$

Opmerking verdient het nog, dat de doorsnede van den vochtstraal dicht bij de opening kleiner is dan de opening zelve; in de onmiddellijke nabijheid van de opening is de straal dus kegelvormig. Dit verschijnsel is bekend onder den naam van de samentrekking van den vochtstraal; het doet zich alleen voor wanneer de wand op de plaats, waar een opening zich bevindt, zeer dun is. Rechtstreeksche meting heeft geleerd, dat waar de middellijn van den vochtstraal het kleinst is, zij slechts nagenoeg $\frac{8}{10}$ is van de middellijn der opening, en de doorsnede van den vochtstraal dus ongeveer $\frac{64}{100}$ van die der opening bedraagt.

Men zoekt de verklaring hiervan in het toedringen van de vloeistofdeeltjes naar de opening van alle zijden; de deeltjes die in ongeveer verticale richtingen zich naar de opening begeven, kunnen door den tegenstand van de andere deeltjes, die in horizontale richting zich bewegen, niet zoo gemakkelijk uitstroomen. Hierdoor zouden de in verticale richtingen toeschietende deeltjes een gebogen baan gaan beschrijven en de straal den kegelvorm verkrijgen.

Als eigenlijke doorsnede van den vochtstraal moet men de doorsnede op de plaats van grootste samentrekking beschouwen. Vangt men namelijk de uitstroomende vloeistofmassa op, terwijl de uitstroomingssnelheid v , de soortelijke massa der vloeistof s gram en de opening f cm². groot is, dan ziet men dat in elke seconde $0,62 v f s$ gram uitstroomt.

Is de wand van het vat dik of heeft men in den wand een buis aangebracht, dan vertoont zich de samentrekking van den straal niet.

HOOFDSTUK V.

GASVORMIGE LICHAMEN.

75. Spanning van een gasvormig lichaam. Volgens de tegenwoordig algemeen aangenomen voorstelling oefenen de deeltjes van een gasvormig lichaam in den regel geen merkbare werking op elkander uit. Hieruit volgt, zooals reeds in § 50 is opgemerkt, dat wanneer men geen rekening houdt met den invloed der zwaartekracht, de deeltjes een rechte lijnige eenparige beweging hebben. De snelheid bij deze eenparige beweging hangt samen met de temperatuur van het gasvormig lichaam; hoe grooter deze snelheid, hoe hooger de temperatuur.

Het gasvormig lichaam moet om bijeen te blijven in een vat opgesloten zijn. De deeltjes botsen tegen den wand; hierbij treedt een afstootende werking op tusschen de wanddeeltjes en de gasdeeltjes, waardoor de gasdeeltjes worden teruggeworpen en in andere richting zich gaan bewegen als vóór de botsing, maar met dezelfde snelheid. Ten gevolge van deze botsingen ondervindt elk deel van den wand een drukking in een richting loodrecht op den wand. De wand moet dus den noodigen tegenstand kunnen bieden. Is dit niet het geval dan zal hij terugwijken.

In de volgende proef vinden wij hiervan een voorbeeld. Bevindt zich binnen een gesloten blaas eenige lucht, dan ondergaat elk deel van den blaaswand een drukking van binnen naar buiten; niettegenstaande de blaaswand zeer buigzaam is, kan het gebeuren dat de blaas niet gezwollen maar min of meer ineengedrukt is. Dit is het gevolg van den invloed der buitenlucht; de blaaswand ontvangt niet alleen stooten van de opgesloten luchtdeeltjes, maar ook van de deeltjes der omgevende lucht; en dus ondergaat elk deel niet alleen een drukking van binnen naar buiten, maar ook een drukking van buiten naar binnen. Plaatsen wij de blaas nu onder een klok en nemen wij met behulp van een luchtpomp een gedeelte der lucht weg, welke de blaas omgeeft, dan wijkt de blaaswand terug onder de stooten van de opgesloten luchtdeeltjes; de blaas zwelt. Wij zullen spoedig zien dat bij het grooter worden van den inhoud der blaas, de drukking van binnen naar buiten op elk deel van den wand afneemt. Zoo ontstaat een nieuwe evenwichtstoestand. Nemen wij nog meer lucht uit de

klok weg, zoo zwelt de blaas verder. Deze proef bewijst dat deluchtdeeltjes werkelijk een drukking op elk deel van den wand uitoefenen, en toont te gelijk aan dat uiterst dunne vliezen in staat zijn de drukking van de buitenlucht te verduren, omdat zij aan beide zijden deze drukking ondergaan.

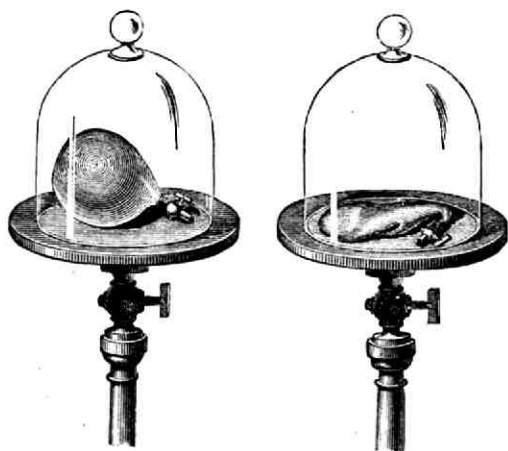


Fig. 73.

Wanneer op de deeltjes van een gasvormig lichaam geen uitwendige krachten werken behalve die, welke het gevolg zijn van botsingen met den wand, dan is de drukking per cm^2 in elk punt van den wand even groot. Om deze wet te bewijzen, kan men gebruik maken van den toestel, afgebeeld in figuur 42, door middel waarvan de juistheid van de wet van Pascal voor vloeistoffen is onderzocht. In plaats van met water wordt het vat gevuld met een gasvormig lichaam. Wel kan men de gasdeeltjes niet onttrekken aan den invloed der zwaartekracht, maar door op de zuigers aanzienlijke drukkingen uit te oefenen, kan men dezen invloed uiterst klein doen worden. En dan blijkt het, als men wederom acht slaat op de wrijving, die de nauwsluitende zuigers in de cilinders moeten ondervinden, dat de proeven in voldoende mate de juistheid aantonen van de uitgesproken wet.

De gasdeeltjes zullen ook tegen elkander stooten; ook hierbij treedt een afstootende werking op, welke de deeltjes van elkander scheidt, waarna zij opnieuw een rechtlijnige eenparige beweging krijgen met dezelfde snelheid. De drukking per cm^2 op eenig punt van den wand uitgeoefend, is intusschen dezelfde, alsof de botsingen tusschen de gasdeeltjes onderling niet plaats hadden en de deeltjes alleen tegen den wand stootten, mits het gezamenlijk volume van alle gasdeeltjes zeer klein is ten opzichte van den inhoud van het vat. Dit laatste zullen wij voorloopig aannemen en later terugkomen op de verschijnselen, die aantonen dat dit niet altijd het geval is.

Wij stellen ons een vat voor in den vorm van een rechthoekig parallellepipedum, waarvan het grondvlak d cm². en de hoogte h cm. is en waarin zich een gasvormig lichaam bevindt; wij nemen aan dat de drukking, welke elke vierk. cent. van den wand ondergaat, p dynamen is, dat het aantal moleculen in het vat N bedraagt, dat elke molecule een massa van m gram heeft, en dat alle moleculen dezelfde snelheid u hebben. Men is dan in staat een betrekking te vinden tusschen u , N , m en p .

De moleculen bewegen zich in alle richtingen. Van elke molecule kan men zich de snelheid u ontbonden denken in drie snelheden u_1 , u_2 en u_3 in de richtingen resp. loodrecht op den bovenwand, den voorwand en den zijwand. Voor de snelheid van elke molecule geldt dan de betrekking:

$$u^2 = u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 \dots\dots\dots (1),$$

waarin u voor alle moleculen dezelfde is, maar u_1 , u_2 en u_3 voor de verschillende moleculen verschillende waarden hebben.

Bij de botsing tegen een wand ondergaan de ontbindingssnelheden in de richting evenwijdig aan dien wand geen verandering; de ontbindingssnelheid loodrecht op den wand behoudt dezelfde grootte, maar krijgt tegengestelde richting. Hoe dus ook een molecule P tegen een wand moge botsen, haar ontbindingssnelheden blijven steeds dezelfde grootten behouden. Is de ontbindingssnelheid van P in de richting loodrecht op den bovenwand u_1 , dan zal P , om van den bovenwand naar den benedenwand te komen en weer tot den bovenwand terug te keeren, een weg $2h$ cm. met de snelheid u_1 moeten afleggen en daarvoor een tijd noodig hebben van $\frac{2h}{u_1}$ seconden; of wel, P zal in één seconde $\frac{u_1}{2h}$ malen tegen den bovenwand botsen. Duurt de stoot t seconden, en neemt men aan dat de ontbindingsbeweging van P in een richting loodrecht op den bovenwand eerst gedurende $\frac{t}{2}$ sec. eenparig vertraagd en daarna gedurende $\frac{t}{2}$ sec. eenparig versneld is, zoo is de deviatieversnelling van P gedurende den geheelen stoot $\frac{2u_1}{t}$; de kracht, door den wand gedurende t sec. op P uitgeoefend, is dus $\frac{2mu_1}{t}$ dynamen. Even groot is de kracht, welke de wand gedurende die t sec. ondervindt van P . In elke seconde

zal dus de wand $\frac{u_1}{2h}$ malen gedurende t sec. van P een drukking ondergaan van $\frac{2m u_1}{t}$ dynamen, wat denzelfden invloed heeft als een drukking van $\frac{m u_1^2}{h t}$ dynamen gedurende t sec. éénmaal per seconde of als een voortdurende drukking van $\frac{m u_1^2}{h}$ dynamen.

Een andere molecule P' zal door haar botsing tegen den bovenwand een invloed uitoefenen, welke gelijk staat met een voortdurende drukking van $\frac{m u_1'^2}{h}$ dynamen. Alle moleculen samen brengen op dien wand een drukking teweeg van $\Sigma \frac{m u_1^2}{h} = \frac{m}{h} \Sigma u_1^2$ dynamen of een drukking per cm^2 . van $p = \frac{m}{dh} \Sigma u_1^2$ dynamen.

Om de waarde van Σu_1^2 te vinden kunnen wij gebruik maken van vergelijking (1). Deze vergelijking geldt voor iedere molecule; tellen wij de vergelijkingen voor de verschillende moleculen bij elkander op, en houden wij in het oog dat er in het geheel N moleculen zijn, dan vinden wij:

$$N \cdot u^2 = \Sigma u_1^2 + \Sigma u_2^2 + \Sigma u_3^2$$

Hoewel in het algemeen voor elke molecule u_1^2 zal verschillen van u_2^2 en van u_3^2 , is er geen reden aan te wijzen waarom Σu_1^2 zou verschillen van Σu_2^2 of Σu_3^2 , daar een gasvormig lichaam in alle richtingen dezelfde eigenschappen vertoont. Men heeft dus $\Sigma u_1^2 = \Sigma u_2^2 = \Sigma u_3^2$ en

$$\Sigma u_1^2 = \frac{N u^2}{3}$$

Men vindt hieruit voor p de waarde:

$$p = \frac{N m}{3 dh} u^2 \text{ dynamen.}$$

Daar Nm de geheele massa van het gasvormig lichaam en dh zijn volume is, heeft men $\frac{N m}{dh} = s$, als s gram de soortelijke massa van het gas is; waaruit volgt: $p = \frac{1}{3} s u^2$

of
$$u = \sqrt{\frac{3p}{s}} \dots \dots \dots (2)$$

Kent men dus de soortelijke massa van het gas en de drukking welke het op 1 cm^2 . van den vlakken wand uitoefent, dan is men door vergelijking (2) in staat de snelheid te bepalen welke de gasmoleculen bezitten.

Wij hebben intusschen vier onderstellingen gemaakt die niet volkomen beantwoorden aan de werkelijkheid; 1^o hebben wij aangenomen dat alle deeltjes dezelfde snelheid hebben, wat hoogst waarschijnlijk niet het geval is; 2^o dat de duur van een botsing verwaarloosd mag worden; 3^o dat het volume van alle gasdeeltjes te zamen uiterst klein is ten opzichte van den inhoud van het vat; 4^o dat de werking tusschen de deeltjes onderling geheel verwaarloosd mag worden evenals de invloed van de zwaartekracht. Wij mogen de waarde, welke vergelijking (2) ons levert voor de snelheid van de gasdeeltjes, dus slechts als een benaderde waarde beschouwen.

Volgens een oudere voorstelling, die tegenwoordig geheel verlaten is, bevonden de deeltjes van een gasvormig lichaam zich in rust; om te verklaren dat de wand van het vat een drukking ondervond, nam men aan dat de deeltjes zonder elkander aan te raken een afstootende werking uitoefenden op elkander en op den wand. Men onderstelde dat een gaslaag de naastliggende afstootte en zelve door deze afgestooten werd. Men sprak daarom van een spanning tusschen de lagen van een gasvormig lichaam. Niettegenstaande deze voorstelling verdwenen is, is de uitdrukking „spanning van een gasvormig lichaam” nog steeds in gebruik en levert veel gemak op. Wij zullen ze ook gebruiken; maar wanneer wij van een gasvormig lichaam zeggen dat het een zekere spanning bezit, dan beteekent dit alleen dat het in elk punt van den wand een bepaalde drukking per cm^2 . uitoefent. De spanning van een gasvormig lichaam wordt evenredig gesteld met deze drukking per cm^2 ., terwijl als eenheid van spanning gekozen wordt de spanning van een gasvormig lichaam dat op elken vierk. cent. van den vlakken wand een drukking van 1 dynaam uitoefent. Is de drukking per cm^2 . veroorzaakt door een gasvormig lichaam in eenig punt van den wand p dynamen, dan is zijn spanning p spanningseenheden.

Wij willen hier nog een proef vermelden, welke sterk spreekt voor de juistheid der nieuwere zienswijze omtrent gasvormige lichamen. Het boven einde van een verticale glazen buis is gesloten door een prop van gips of van onverglaasd aardewerk; het onder einde bevindt zich in een bakje met water. Omgeeft

men het bovineinde door een bekerglas en voert men hierin waterstof of lichtgas, dan ziet men uit het onderende der buis gasbellen ontsnappen. Neemt men daarna het bekerglas weg, zoo stijgt de vloeistof in de buis aanmerkelijk, maar daalt daarna langzamerhand weder tot den spiegel buiten de buis.

In de gipsen prop bevinden zich nauwe kanaaltjes. De waterstofdeeltjes, die zooveel kleiner zijn, dringen bij het eerste deel der proef in grooter aantal naar binnen, dan de luchtdeeltjes naar buiten. Van daar het uitdrijven van gasbellen. Maar wanneer men het bekerglas heeft weggenomen, en de gipsen prop aan de buitenzijde slechts door lucht omgeven is, dringen wederom meer waterstofdeeltjes naar buiten dan luchtdeeltjes naar binnen. De buitenlucht drukt daarom de vloeistof in de buis naar boven. Doch na eenigen tijd zijn alle waterstofdeeltjes uit de buis verdwenen, en langzamerhand zullen dan de noodige luchtdeeltjes naar binnen geraken, zoodat ten slotte weder de toestand wordt bereikt, waarbij evenveel luchtdeeltjes van binnen naar buiten als van buiten naar binnen gaan.

Neemt men aan dat de deeltjes van een gasvormig lichaam in rust verkeerden, dan is niet in te zien hoe men van deze proef een bevredigende verklaring zou kunnen geven.

76. Een gasvormig lichaam onder den invloed der zwaartekracht. Wanneer op de deeltjes van een gasvormig lichaam nog uitwendige krachten werken behalve die welke het gevolg zijn van botsing met den wand, is het mogelijk dat in verschillende punten van den wand de drukking per cm^2 , verschillend is, en dus de spanning van het eene gedeelte van het gasvormig lichaam niet gelijk aan de spanning van een ander gedeelte er van. Dit is bijv. het geval bij een gasvormig lichaam onder den invloed der zwaartekracht. Is de drukking per cm^2 , in alle punten van den wand van een gesloten vat even groot, dan is de vervangende van de drukkingen, welke de verschillende deelen van den wand ondervinden, nul (zie § 59). Men kan door een proef aantoonen dat dit niet het geval is voor een vat, waarin zich een gasvormig lichaam bevindt, dat onder de inwerking der zwaartekracht verkeert. Hiertoe hangt men aan de eene schaal van een balans een glazen bol gevuld met lucht, die door een kraan van de buitenlucht kan worden afgesloten. Op de andere schaal brengt men zooveel stukjes koper of andere voorwerpen, dat het juk den horizontalen evenwichtsstand inneemt. Daarna wordt uit den

bol met behulp van de luchtpomp het grootste gedeelte der lucht weggenomen. Hangt men nu den bol wederom aan de

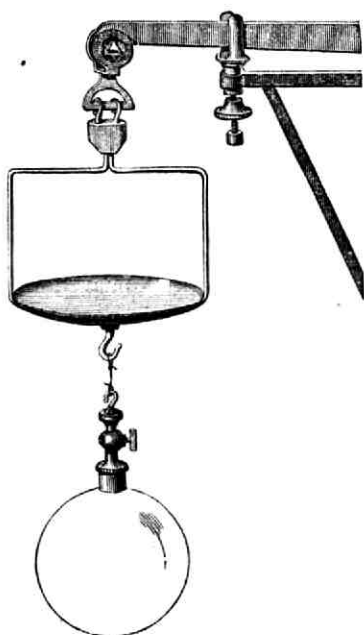


Fig. 74.

schaal van de balans, dan keert het juk niet terug naar den horizontalen evenwichtsstand; uit den stand van het juk blijkt dat de vervangende van alle krachten op den bol werkende kleiner geworden is. En dit is alleen toe te schrijven hieraan, dat de vervangende der drukkingen, die de binnenwand ondergaat, kleiner is geworden nu een deel der lucht is weggenomen. Deze vervangende was dus niet nul. Laat men de lucht wederom binnen den bol toe, zoo keert het juk in den horizontalen evenwichtsstand terug.

Voor de verklaring van dit verschijnsel stellen wij ons eenvoudigshalve een cilindrisch vat voor, dat een vlakken horizontalen bodem en een vlakken

horizontalen bovenwand heeft. Alle deeltjes zijn onder de inwerking der zwaartekracht, worden dus naar beneden getrokken. Ten gevolge hiervan zullen de deeltjes verkrijgen of een verticale rechtlijnige eenparig versnelde beweging, of een verticale rechtlijnige eenparig vertraagde beweging, of een parabolische beweging. Dit brengt met zich twee zaken:

1°. dat een deeltje met grooter snelheid tegen den bodem aankomt dan tegen den bovenwand; is de snelheid bij het botsen tegen den bovenwand u en is het vat h cm. hoog, dan komt het deeltje tegen den bodem met een snelheid $\sqrt{u^2 + 2gh}$; in het algemeen, is de snelheid in zekere horizontale laag u dan is zij in een horizontale laag, die h cm. lager gelegen is, $\sqrt{u^2 + 2gh}$;

2°. dat het aantal deeltjes per kub. cent. in het lagere gedeelte van het vat grooter is dan in het hoogere; de deeltjes, welke na botsing tegen den zijwand zich zouden bewegen in horizontale richting zoo de zwaartekracht niet werkte, gaan nu naar beneden en komen ook tegen den bodem aan; dit maakt

dat de dichtheid van het gasvormig lichaam in het lagere gedeelte van het vat iets grooter is dan in het hogere gedeelte.

Onder den invloed der zwaartekracht kan dus, strikt genomen, de dichtheid niet in alle gedeelten van het gasvormig lichaam even groot zijn; de dichtheid van de lager gelegen lagen is grooter. Dus is ook de spanning van een gasvormig lichaam in de lager gelegen lagen iets grooter dan in de hogere lagen.

Maar als de afmetingen van het gasvormig lichaam niet zeer aanzienlijk zijn, is het verschil in dichtheid van de verschillende lagen zoo gering, dat men het moeilijk kan aantoonen. Wij zullen dan ook in het vervolg meestal aannemen, dat de dichtheid en dus ook de spanning van een gasvormig lichaam van beperkte afmetingen in geval van evenwicht overal dezelfde is.

De vervangende van de drukkingen, welke de wand van een gesloten vat, waarin een gasvormig lichaam is opgesloten, ondervindt, is een verticale kracht gelijk aan de som der gewichten van de gasdeeltjes of, zooals men het uitdrukt, gelijk aan het gewicht van het gasvormig lichaam.

77. Barometer. Het grootste gasvormige lichaam, dat wij eenigszins van nabij kennen, is de dampkring der aarde. De dampkring is hoofdzakelijk een mengsel van zuurstof en stikstof. Wij zouden dus eigenlijk altijd moeten spreken van zuurstofdeeltjes en stikstofdeeltjes; maar gemakshalve zullen wij spreken van luchtdeeltjes. In den dampkring komen nog andere gassen voor, zooals waterdamp en koolzuur. De waterdamp veroorzaakt tal van belangrijke verschijnselen, maar wij zullen hem voorloopig buiten beschouwing laten.

De dampkring is een gasvormig lichaam dat bijeen blijft zonder in een vat opgesloten te zijn. Dit is mogelijk door de werking der zwaartekracht. Maar waar dit gasvormig lichaam begrensd wordt door een wand, ondervindt deze wand een drukking. De oppervlakte van de aarde en in het algemeen de oppervlakte van elk voorwerp dat in de buitenlucht staat, ondergaat deze drukking.

Torricelli is de eerste geweest die de spanning van de lucht in de onmiddellijke nabijheid van de aarde heeft bepaald en het middel aan de hand gedaan om in het algemeen de spanning van een gasvormig lichaam te vinden. Hij vulde een glazen buis, die aan het eene einde gesloten was en een lengte van ongeveer 1 meter had, geheel met kwik. Daarna sloot hij het open einde der buis met den vinger af, keerde de buis om en plaatste

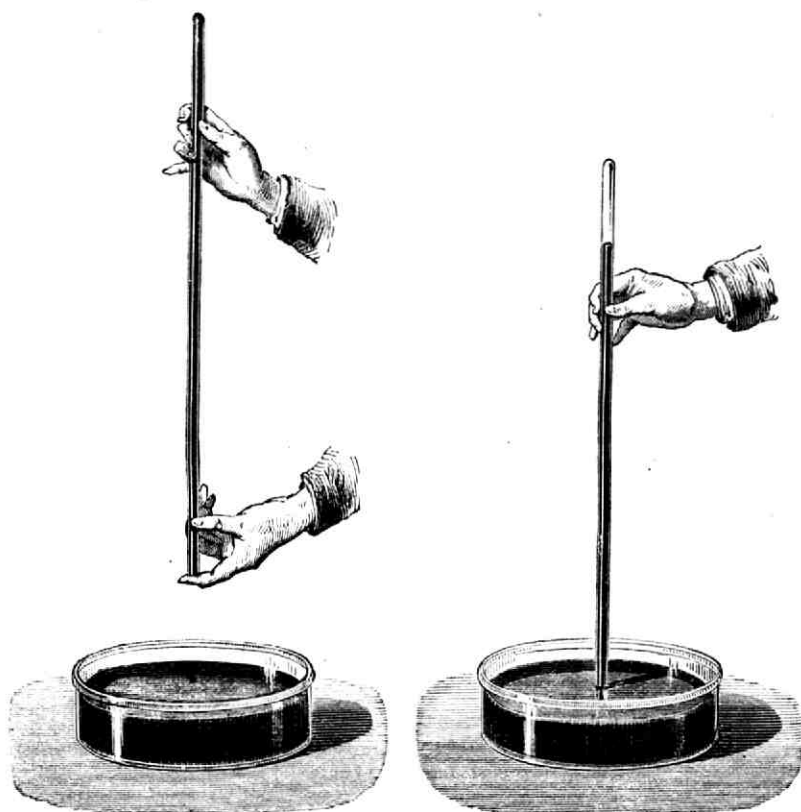


Fig. 75.

haar in een bak met kwik. Werd nu de vinger weggenomen, zoo daalde de kwikmassa in de buis, maar toch bleef de kwikspiegel binnen de buis veel hooger staan dan de spiegel in den bak. Hij schreef dit toe aan de drukking, welke de buitenlucht op den spiegel in den bak uitoefent, welke drukking niet ondervonden wordt door den spiegel in de buis. In de buis toch bevindt zich geen lucht wanneer zij onder de noodige voorzorgen met kwik gevuld is. De ruimte binnen de buis, welke niet door het kwik wordt ingenomen, is luchtledig en wordt het luchtledig van Torricelli genoemd; hierin bevindt zich alleen eenige kwikdamp, maar aangezien de werking tusschen de kwikdeeltjes betrekkelijk zeer groot is, zal slechts een uiterst kleine hoeveelheid

kwik in dampvorm behoeven over te gaan, om de verdere verdamping te beletten. Wij zullen dan ook bij onze verdere beschouwingen de drukking, welke deze kwikdamp op den spiegel in de buis uitoefent, verwaarloozen.

De beschreven toestel werd door Torricelli barometer genoemd.

Om redenen, die later duidelijk zullen worden, onderstellen wij de buis zoo wijd, dat de spiegel binnen de buis voor een deel vlak en horizontaal is; dan is het gemakkelijk uit de voorwaarde van evenwicht de spanning der buitenlucht af te leiden. In de verschillende punten van de horizontale laag $ABCD$ moet de drukking per cm^2 . even groot zijn. Binnen de buis is de drukking per cm^2 . in deze laag gelijk aan het gewicht eener kwikkolom, welke 1 cm^2 . doorsnede en den verticalen afstand der beide kwikspiegels tot hoogte heeft.

In den bak is de drukking per cm^2 . in de laag $ABCD$ gelijk aan de drukking per cm^2 . door de lucht uitgeoefend. In het geval van evenwicht is de drukking per cm^2 . uitgeoefend dus gelijk aan het gewicht eener kwikkolom die 1 cm^2 . doorsnede en den verticalen afstand van AB tot E tot hoogte heeft. Stel dat deze afstand H cm. is; is de soortelijke massa van kwik s gram en de drukking per cm^2 . door de buitenlucht uitgeoefend p dynamen, zoo is

$$p = g H s \dots\dots\dots (1)$$

De soortelijke massa van kwik is afhankelijk van de temperatuur. Niettegenstaande de spanning der buitenlucht dezelfde blijft, zal dus de verticale afstand van AB tot E veranderen, wanneer de temperatuur van de kwik-massa in de buis verandert. Men is overeengekomen onder den barometerstand te verstaan den verticalen afstand waarop de kwikspiegels van elkander zouden verwijderd zijn, indien de kwik-massa binnen de buis de temperatuur van 0° had. Later zullen wij zien dat men op eenvoudige wijze uit den waargenomen afstand der kwikspiegels bij een bepaalde temperatuur tot den barometerstand kan geraken.

Het is gebleken dat de barometerstand ongeveer 76 cm. is, intusschen kan hij kleiner en ook grooter zijn; wij komen hierop



Fig. 76.

terug. Is de barometerstand 76 cm. dan is de drukking per cm^2 ., welke de lucht in elk punt van de oppervlakte van een lichaam uitoefent, $981 \times 76 \times 13,596 = 1013663$ dynamen; een vlakke wand van 1 cm^2 . oppervlakte ondergaat van de lucht dus een drukking van 1013663 dynamen of iets meer dan een megadynaam; de spanning der lucht is 1013663 eenheden van spanning.

Als men de spanning van een gasvormig lichaam aangeeft, maakt men dikwijls gebruik van een overdrachtelijke zegswijze. Men zegt bijv.: de spanning van de lucht is 76 cm. kwik; de betekenis hiervan is de volgende: de spanning van de lucht is zoodanig, dat zij op elken vierk. cent. van een vlakken wand een drukking uitoefent gelijk aan het gewicht eener kolom kwik van 0° , die 1 cm^2 . doorsnede heeft en 76 cm. hoogte. Eigenlijk is de waarde van een spanning van 76 cm. kwik nog afhankelijk van de plaats waar men zich bevindt, omdat de versnelling der zwaartekracht niet overal even groot is. Een spanning van 76 cm. kwik is aan de polen grooter dan aan den aequator. Maar het is nog algemeene gewoonte de spanning van een gasvormig lichaam in centimeters kwik aan te geven. Bij nauwkeurige onderzoeken kan men toch met den invloed van de versnelling der zwaartekracht rekening houden; intusschen zullen wij dit in den regel niet behoeven te doen.

Dat de verklaring door Torricelli gegeven en de beschouwingen, welke hieraan zijn vastgeknoopt, juist zijn, volgt uit verschillende zaken. In de eerste plaats heeft men met een barometer een berg beklommen en gezien dat bij het stijgen boven de oppervlakte der aarde de barometerstand afnam. Vervolgens heeft men een barometer ingericht, waarvan de buis gevuld was met glycerine, en gevonden dat de verticale afstand van de glycerinespiegels zich verhoudt tot den verticalen afstand van de kwikspiegels als de soortelijke massa van kwik tot de soortelijke massa van glycerine. Eindelijk kan men den geheelen barometer plaatsen onder een klok en de lucht hieruit met behulp van de luchtpomp voor een deel wegnemen, zoodat de spanning van de lucht, die zich boven den kwikspiegel in den bak bevindt, kleiner wordt. Men ziet dan dat de afstand der spiegels in de buis en in den bak afneemt.

Bij de vervaardiging van een barometer moet men zorgen dat zuiver kwik gebruikt wordt. Een kwikmassa die eenigen tijd aan den invloed der lucht heeft blootgestaan, bevat wat lucht en

wat water. Daarom wordt de buis nadat zij met kwik gevuld is, verhit, zoodat de kwikmassa gaat koken. Dit is een vrij lastige bewerking, vooral omdat de buis gevaar loopt te springen. Maar het is noodig dat de kwikmassa gedurende eenigen tijd kookt, om alle lucht en al het water uit te drijven. Anders zouden zich in het zoogenaamde luchtledig van Torricelli zoowel waterdamp als lucht verzamelen, en hierdoor zou een drukking uitgeoefend worden op den spiegel binnen de buis; de verticale afstand van de kwikspiegels, als de kwikmassa een temperatuur van 0° had, zou dan niet de barometerstand zijn.

Het bepalen van den barometerstand is een der gewichtigste werkzaamheden, die op een metereologisch observatorium verricht worden. Bovendien is in tal van gevallen, zooals wij zullen zien, de kennis van den barometerstand een vereischte tot het beoordeelen van de uitkomsten van physische proeven.

Voor nauwkeurige bepalingen gebruikt men een zoogenaamden bakbarometer. De buis is zoo wijd, dat een deel van den kwikspiegel binnen de buis vlak en horizontaal is. De buis is geplaatst in een bak met kwik; aan den wand van dezen bak is een metalen stuk bevestigd, waardoor een stalen stift op en neer geschroefd kan worden. Deze stift loopt aan de beide einden in een sijne punt uit; de as van de stift is verticaal gesteld en blijft bij de op- en neerwaartsche beweging verticaal. Men heeft eens voor altijd met groote nauwkeurigheid de lengte van de stift bepaald. Wil men een waarneming doen, dan wordt de stift zoover neergeschroefd, dat haar onderende juist in den kwikspiegel van den bak staat. Dit kan men zeer nauwkeurig bereiken met behulp van het spiegelbeeld der stift; als het beeld juist de stift schijnt aan te raken is de verlangde stand verkregen. Daarna wordt met den kathetometer (§ 70) de verticale afstand bepaald van het boveneinde der stift tot den spiegel in de buis. Telt men hierbij de bekende lengte der stift op, dan heeft men den gezochten verticalen afstand der kwikspiegels. Men moet nu nog om den barometerstand te kunnen vinden, de temperatuur van de kwikmassa kennen en een berekening uitvoeren die wij later behandelen. Ten einde de temperatuur te weten heeft men gewoonlijk (wat niet in de figuur is voorgesteld) naast de barometerbuis een open buis, even wijd als de barometerbuis, waarin zich kwik bevindt. Van deze kwikmassa wordt met behulp van een thermometer de temperatuur bepaald, en men houdt het er voor dat deze temperatuur dezelfde is als die van de kwikmassa

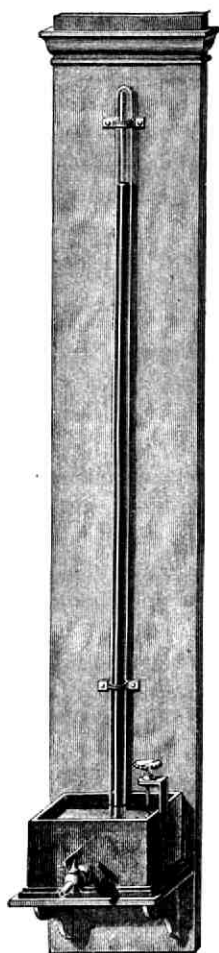


Fig. 77.

binnen de barometerbuis. De invloed van de temperatuur op de lengte der stift is zoo gering, dat men er geen rekening mede behoeft te houden.

De zoogenaamde gewone bakbarometers zijn algemeen verspreid. Van een gewonen bakbarometer is de buis vrij nauw; naast de buis bevindt zich een vaste liniaal, verdeeld in millimeters. Het nulpunt van de verdeeling ligt in den kwikspiegel van den bak. Men bepaalt dan den verticalen afstand van de kwikspiegels door af te lezen naast welke verdeeling de spiegel binnen de buis staat. Twee oorzaken van fouten zijn hier aanwezig. In de eerste plaats houdt men geen rekening met den invloed der capillariteit, die zich hier doet gevoelen, omdat de buis zoo nauw is dat de geheele spiegel is gebogen; deze invloed zal in het volgende hoofdstuk behandeld worden. In de tweede plaats is het duidelijk dat slechts bij een bepaalden stand van den kwikspiegel binnen de buis het nulpunt der verdeeling in den spiegel van den bak kan gelegen zijn.

Laat ons onderstellen dat, zoo de spiegel in de buis naast de verdeeling 760 staat, werkelijk het nulpunt der verdeeling in den spiegel van den bak ligt; wanneer dan de spiegel in de buis daalt totdat hij naast de verdeeling 750 komt te staan, zal de spiegel in den bak rijzen en boven het nulpunt der schaal liggen; de afgelezen afstand is dus te groot. Stijgt daarentegen de spiegel in de buis tot de verdeeling 770, zoo daalt de spiegel in den bak beneden het nulpunt en de afgelezen afstand is te klein. Dergelijke barometers laten dus geen nauwkeurige bepaling toe.

Wanneer men met een bakbarometer zich van de eene plaats naar de andere begaf, zou men veel gevaar hebben dat de buis brak. Een geringe helling aan de buis gegeven is voldoende om de kwikmassa tegen de bovenzijde der buis te laten stooten en de buis te doen breken.

Fortin heeft een barometer ingericht, welke aan den eenen kant in staat stelt nauwkeurige waarnemingen te doen, en aan den anderen kant gemakkelijk vervoerbaar is. De bak bestaat hier uit een glazen cilinder van boven gesloten door een palmhouten deksel, dat nog door een koperen plaat bedekt is. Het ondereinde van den glazen cilinder staat in een cilinder van palmhout, welke met staaftjes aan de koperen plaat is bevestigd. De bodem van den palmhouten cilinder, tevens bodem van den kwikbak, wordt gevormd door een stuk gemsleer, dat stevig er aan vast gebonden is. De palmhouten cilinder wordt omgeven door een koperen bus; door den bodem van deze bus gaat een schroef, waarop de gemslederen bodem van den kwikbak rust. Door middel van deze schroef kan men dien bodem naar boven of naar beneden doen gaan en dus den spiegel in den kwikbak doen stijgen of doen dalen.

De buis is betrekkelijk nauw en loopt van onderen zeer nauw toe; zij reikt door een opening in het midden van de koperen plaat en van het palmhouten deksel in den kwikbak. Een stuk zeemleer is aan de buis en aan den uitstekenden rand van deze opening vastgebonden; dit stuk leer laat de buitenlucht genoegzaam toe, maar verhindert dat kwik naar buiten treedt.

De geheele buis is omgeven door een koperen koker, welke twee tegenover elkander aangebrachte gleuven heeft en aan de koperen plaat bevestigd is. Op dezen koperen koker is een verdeling in millimeters aangebracht, waarvan het nulpunt samenvalt met het ondereinde van een ivoren stift, die vast verbonden is aan het deksel van den kwikbak.

In de gleuven van den koperen koker kunnen gezamenlijk twee koperen stukjes *A* verplaatst worden door middel van een rondsel *B*, waarvan de tanden grijpen tusschen de tanden aan een der kanten van de gleuf aangebracht. Op een dezer koperen stukjes bevindt zich een noniusverdeeling; de nulstreep van deze

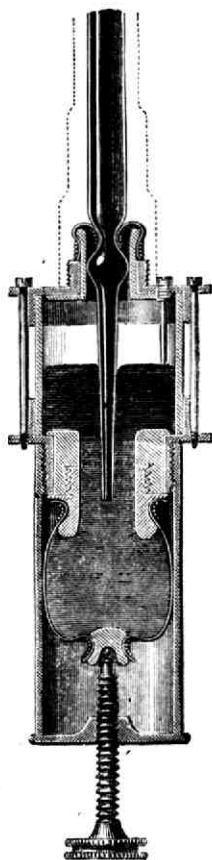


Fig. 78.

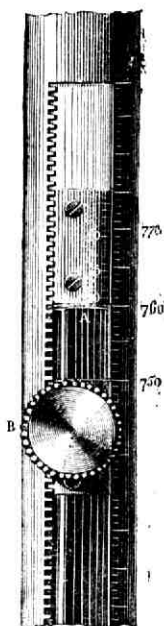


Fig. 79.

noniusverdeeling valt samen met den onderkant van het koperen stukje. Als men een waarneming gaat verrichten, wordt de bodem zoover opgeschroefd of neergelaten, dat het ondereinde van de ivoren stift juist in den spiegel van den kwikbak staat. Het nulpunt van de verdeeling op den koperen koker ligt dan in den spiegel van den kwikbak. Daarna worden in de gleuven van den koperen koker de stukjes *A* zoo verschoven dat het hoogste punt van den gebogen spiegel binnen de buis in het horizontale vlak ligt, waarin ook de onderkanten van de stukjes *A* zijn. Dit is bereikt als men, terwijl één oog gesloten is, het andere zoodanig kan plaatsen dat de onderkanten van de stukjes *A* zich voordoen als lijnen welke elkander bedekken, terwijl men te gelijk het hoogste punt van den spiegel scherp ziet. Men leest dan den afstand van het nulpunt der noniusverdeeling tot het nulpunt der schaalverdeeling af, nauwkeurig tot $\frac{1}{10}$ millimeter. Dit is dan de verticale afstand der kwikspiegels in den bak en in de buis, als men er voor zorg

gedragen heeft dat de koperen koker den verticalen stand innam. Hiertoe is de koperen koker in een ring gevat, welke met een stalen mes rust in een tweeden ring; deze tweede ring rust met een stalen mes, loodrecht geplaatst op het eerste mes, op een derden ring; deze laatste rust op een driehoek.

Om de temperatuur van de kwikmassa binnen de buis te leeren kennen, heeft men een thermometer op den koperen koker aangebracht. Men neemt aan dat deze de temperatuur aanwijst ook van de kwikmassa in de barometerbuis.

Nog een gewichtige correctie moet aangebracht worden, de zoogenaamde correctie voor de capillariteit, die in het volgende hoofdstuk zal behandeld worden.

Wanneer men den barometer van Fortin vervoeren wil, wordt de gemsleeren bodem zoover opgeschroefd, dat de geheele buis gevuld is met kwik. Dan kan de kwikmassa bij schommeling van den toestel niet tegen den bovenkant van de glazen buis stooten; bovendien is de glazen buis nog door den koperen koker beschermd. Daar de kwikmassa in den bak van de buitenlucht

afgesloten is door het stuk zeemleer dat om de buis en om den opstaanden kant van de opening in de koperen plaat is aangebracht, kan ook geen kwik uit den bak naar buiten treden.

Geheel verschilend van de inrichting der beschreven barometers is de inrichting van de zoogenaamde aneroïde-barometers of metaal-barometers. Van den barometer van Vidi is het hoofdbestanddeel een koperen doos, die geheel dichtgesoldeerd is, nadat het grootste gedeelte der lucht er uit verwijderd is. De bovenwand *D* der doos is betrekkelijk dun en gegolfd; het midden er van is door een metalen kolommetje verbonden met een sterke veer

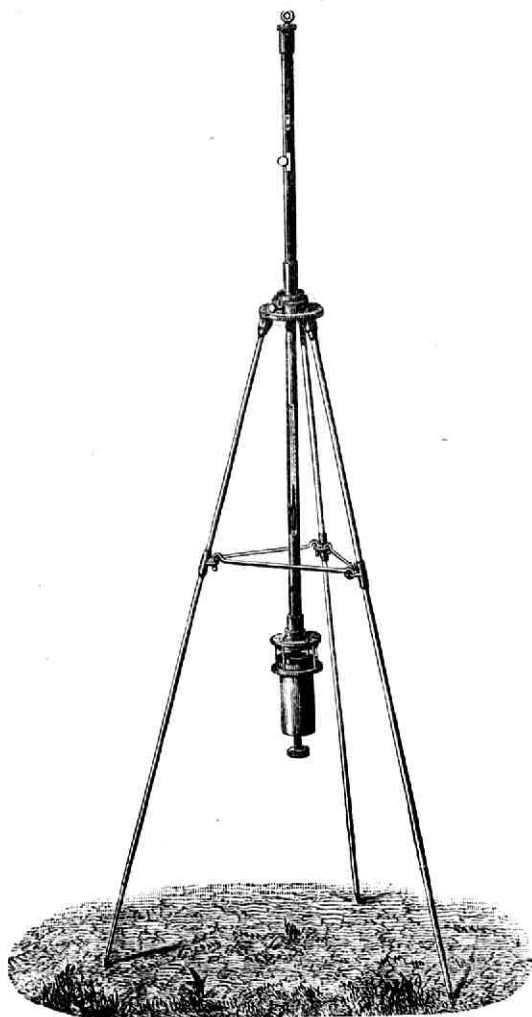


Fig. 80.

V, aan de vaste deelen van het werktuig bevestigd. De buitenlucht drukt den bovenwand naar beneden, de veer *V* trekt hem naar boven; de bovenwand is in rust als deze twee in onderling tegengestelde richtingen werkende krachten even groot zijn. Neemt de spanning der buitenlucht toe, dan wordt de bovenwand meer ingedrukt en de veer wordt meer gebogen;

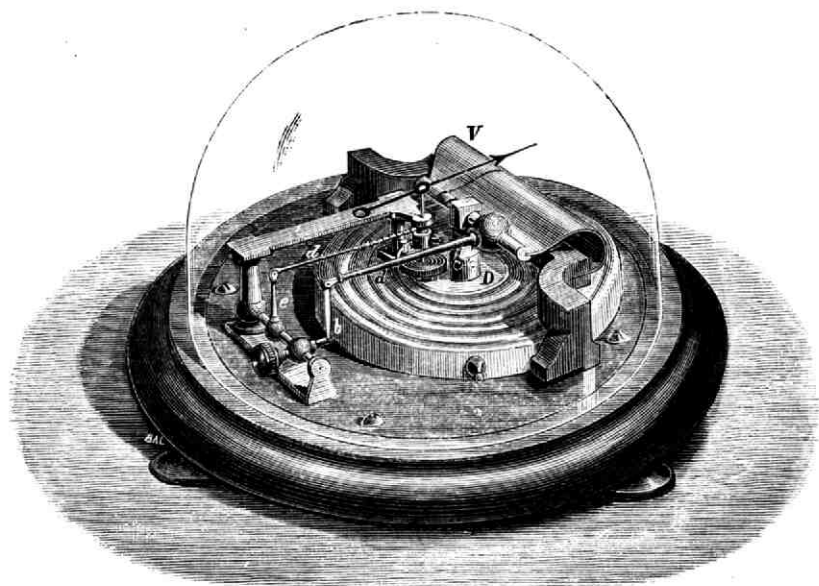


Fig 81.

vermindert de spanning der buitenlucht zoo trekt de veer dien wand naar boven; in beide gevallen komt de bovenwand in een nieuwen evenwichtsstand in rust. Deze kleine beweging van de veer wordt vergroot overgebracht door middel van een gebroken hefboom *abcd*, welks eene uiteinde *a* aan de veer *V* is bevestigd; aan het andere uiteinde *d* bevindt zich een kettinkje, dat om een as is geslagen; een aan de as verbonden spiraalveertje houdt het kettinkje voortdurend gespannen. Op de as is een wijzer aangebracht, welks uiteinde zich beweegt langs een cirkelboog, waarop de verdeelingen door vergelijking met een kwikbarometer zijn verkregen. Het cijfer bij de deelstreep waarop de wijzer staat, geeft dan de spanning der buitenlucht in mm. kwik aan.

De metaal-barometer van Bourdon heeft tot hoofdbestanddeel een cirkelvormig gebogen koperen buis met ellipsvormige doorsnede, waarvan de uiteinden in elkanders nabijheid zijn gelegen; de buis is geheel gesloten en bevat slechts weinig lucht. In haar midden is zij bevestigd aan den wand van een cilindriscbe doos, die in gemeenschap staat met de buitenlucht. Neemt de spanning der buitenlucht toe, dan naderen de uiteinden der buis elkander; neemt de spanning der buitenlucht af, zoo verwijderen zij zich van elkander. De beweging van deze uiteinden wordt overgebracht

op een wijzer, uit den stand waarvan men de spanning der buitenlucht kan opmaken.

Deze aneroïde-barometers kunnen wel zeer gevoelig zijn voor veranderingen van de spanning der buitenlucht, maar het is noodig hun aanwijzingen telkens te vergelijken met die der kwikbarometers.

78. Uitkomsten van barometerwaarnemingen. Wet van Buys Ballot. Torricelli heeft den door hem ingerichten toestel barometer, dat wil zeggen zwaartemeter genoemd. Indien de dampkring in haar geheel in rust was ten opzichte van de aarde, indien dus niet geheele groepen van luchtdeeltjes zich in dezelfde richting ten opzichte van de aardoppervlakte verplaatsten, dan zou werkelijk de drukking, door de buitenlucht uitgeoefend op een vlakken wand van 1 cm^2 , gelijk zijn aan het gewicht van de luchtkolom die er boven staat, tot de grens van den dampkring. Indien dan deze drukking bekend was, zou men door berekening de dichtheid der lucht op elken afstand van de aardoppervlakte en bovendien de hoogte van den dampkring kunnen vinden. Uit den waargenomen barometerstand op een bepaalde plaats zou men dan omgekeerd kunnen besluiten tot de hoogte van deze plaats boven de oppervlakte der aarde.

In werkelijkheid is de dampkring in het geheel niet in rust; voortdurend verplaatsen zich aanzienlijke luchtmassa's. De oorzaak hiervan moet gezocht worden: 1°. in de verwarming van de oppervlakte der aarde door de zon, zoodat de temperatuur van de onderste lagen in vergelijking met die der andere lagen hooger wordt dan bestaanbaar is met den evenwichtstoestand van den dampkring; 2°. in de aanwezigheid van waterdamp.

Wanneer boven een zeker gedeelte van de oppervlakte der aarde de lucht opstijgt, dan zal de drukking door de onderste lagen op een vlakken horizontalen wand uitgeoefend, kleiner zijn dan het gewicht van de luchtkolom welke er boven staat; evenzoo wanneer luchtmassa's in horizontale richting zich boven dit gedeelte bewegen. Wanneer daarentegen luchtmassa's neerdalen boven een zeker gedeelte van de aardoppervlakte, zoo zal de drukking door de onderste lagen op een vlakken horizontalen wand uitgeoefend, grooter zijn dan het gewicht van de luchtkolom die er boven staat.

Men bepaalt dus met den barometer niets anders dan de spanning der buitenlucht op de plaats waar men zich bevindt. Wel heeft Laplace (1749—1827) een betrekking ontwikkeld

tusschen den verticalen afstand van twee plaatsen, die nagenoeg op dezelfde verticaal liggen, en de gelijktijdig op die plaatsen waargenomen barometerstanden en luchttemperaturen; maar deze betrekking kan alleen als bij benadering geldig beschouwd worden. Toch wordt zij dikwijls gebruikt om bij benadering bijv. de hoogten van bergen te bepalen.

Ook de hoogte van den dampkring kent men niet. Uit de zooeven genoemde formule van Laplace zou volgen dat zij ongeveer 50 kilometer bedraagt. Doch andere verschijnselen wijzen er op dat de werkelijke hoogte van den dampkring veel grooter is.

Bepaalt men gedurende eenigen tijd herhaaldelijk den barometerstand op een zelfde plaats, dan blijkt het dat hij aan aanzienlijke veranderingen is blootgesteld. Vooral in onze streken zijn de schommelingen groot en doen zich schijnbaar zonder eenige regelmatigheid voor. In de tropische gewesten heeft men daarentegen een vrij regelmatige schommeling opgemerkt, die zich dagelijks herhaalt. Des namiddags ongeveer 3 u. 40 m. is bijv. in Batavia de barometerstand het kleinst; dan wordt hij grooter en bereikt des namiddags ongeveer 10 u. 20 m. een maximum; daarna neemt hij tot des morgens ongeveer 3 u. 40 m. af, om vervolgens des voormiddags ongeveer 9 uur de grootste waarde te krijgen, waarna hij weer kleiner wordt. Het verschil tusschen den barometerstand des voormiddags 9 uur en des namiddags 3 u. 40 m. is gemiddeld 0,27 cm.

Als normalen barometerstand heeft men aangenomen 76 cm. Dit wil niet zeggen, dat meestal de barometerstand 76 cm. is; integendeel, betrekkelijk zelden heeft hij juist die grootte. Maar het gemiddelde van een groot aantal waarnemingen zich uitstrekende over een groot tijdsverloop blijkt nagenoeg 76 cm. te zijn; in ons land eigenlijk 76,1 cm.

Er bestaat een nauw verband tusschen de barometerstanden op verschillende punten van een landstreek en de richtingen van den wind op deze plaatsen. Vooreerst heeft men opgemerkt dat bijv. in ons land gemiddeld de barometerstand het grootst is bij N.O. wind en het kleinst bij Z.W. wind. Daar nu gemiddeld bij Z.W. wind meer regen valt dan bij N.O. wind, is dikwijls de gevolgtrekking gemaakt, dat men bij hoogen barometerstand helder en droog weder verwachten kan en bij lagen barometerstand bedekt en vochtig weer. Men vindt dan ook de barometers algemeen verspreid als weerglazen en dus als toestellen door middel waarvan men het karakter van het weer voorspellen kan. Toch

zal ieder die de moeite neemt gedurende een genoegzaam langen tijd den barometer waar te nemen en het karakter van het weer te leggen naast den voorafgeganen barometerstand, moeten erkennen dat de huisbarometer met weinig recht, althans in ons land, bijschriften draagt als »mooi weer" en »regen". Wanneer gemiddeld de barometerstand 76 cm. is, zoo brengt dit niet met zich dat meestal de barometerstand 76 cm. bedraagt. En evenzoo wanneer gemiddeld de barometerstand bij N.O. wind hooger is dan bij Z.W. wind, dan volgt hier niet uit dat telkens als de barometerstand beneden 76 cm. is, de wind westelijk, en als de barometerstand boven 76 cm. is, de wind oostelijk zal zijn; en nog minder dat in het eerste geval regen, in het tweede geval goed weer verwacht kan worden.

De weervoorspellingen die zich gronden op den barometerstand in één plaats, kunnen als van weinig waarde beschouwd worden. Want men houde in het oog dat, als van de 100 voorspellingen er 50 uitkomen en 50 niet, dit beteekent dat de barometerstand niet in het geringste verband staat met het komende weer; indien men zijn voorspellingen grondde op het even zijn of het oneven zijn van het aantal punten dat men met een dobbelsteen werpt, zouden er van de 100 ook 50 uitkomen en 50 niet. Alleen als de spiegel in de barometerbuis zeer snel daalt, zoodat binnen een uur de barometerstand eenige millimeters kleiner wordt, kan men tot de aanwezigheid besluiten van een luchtverstoring in de nabijheid; zulk een snelle daling gaat dikwijls aan een onweer vooraf.

Heeft dus de kennis van den barometerstand op één plaats niet veel waarde voor weervoorspelling, veel meer waarde heeft de kennis van de gelijktijdige barometerstanden op verschillende plaatsen. Deze stelt ons in staat omtrent de te verwachten windrichting een voorspelling te doen, welke in de meeste gevallen uitkomt. Het verband tusschen de barometerstanden op verschillende plaatsen en de bestaande of verwacht wordende windrichting heeft Buys Ballot in een wet neergelegd, welke de wet van Buys Ballot wordt genoemd. Voor het noordelijk halfrond luidt zij: keert men den rug naar den wind dan heeft men de plaats met den hoogsten barometerstand aan de rechterhand, maar iets naar achteren, en de plaats met den laagsten barometerstand aan de linkerhand maar iets naar voren. De kennis van de barometerstanden te Groningen, den Helder, Vlissingen en Maastricht is voldoende om de windrichting, welke in ons land verwacht wordt,

te bepalen. Is de barometerstand in Groningen het hoogst en in Maastricht het laagst, zoo wordt oostelijke wind verwacht; is de barometerstand in Maastricht het hoogst en in Vlissingen het laagst, zoo wordt zuidelijke wind verwacht. De sterkte van den wind hangt samen met het verschil tusschen den hoogsten en den laagsten barometerstand. Wordt dit verschil grooter dan 0,4 cm. zoo verwacht men stormachtig weer; is daarentegen het verschil zeer gering, dan kan men zelfs van de te verwachten windrichting weinig zeggen.

Dagelijks wordt door het Metereologisch Instituut te Utrecht een mededeeling bekend gemaakt omtrent de verwacht wordende richting en sterkte van den wind.

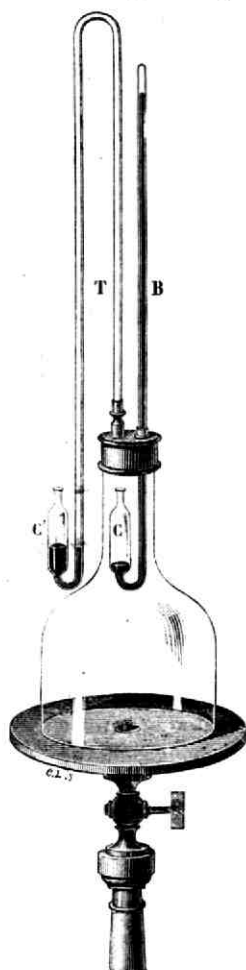


Fig. 82.

79. Manometer. Wanneer een vat in gemeenschap staat met de buitenlucht, heeft de lucht welke er zich binnen bevindt, dezelfde spanning als de buitenlucht. Sluit men dit vat af, dan behoudt de opgesloten lucht deze spanning. In figuur 82 is een klok voorgesteld, geplaatst op de glazen plaat van een luchtpomp en gesloten door een deksel; door dit deksel gaan twee buizen. De buis *BC* is gevuld met kwik en ingericht tot barometer; de buis *TC'* bevat ook kwik. Zoolang de klok in gemeenschap staat met de buitenlucht blijven de spiegels in de buis *TC'* in hetzelfde horizontale vlak, en hebben de spiegels in de buis *BC* denzelfden afstand als in een gewonen barometer. Maar wanneer men na de verbinding met de buitenlucht verbroken te hebben, met behulp van de luchtpomp een deel der lucht wegneemt, daalt de kwik in de buis *B* en stijgt de kwik in de buis *T*. Zoowel door middel van den toestel *BC* als door middel van den toestel *TC'* kan men de spanning van de in de klok overgebleven lucht bepalen. Afgezien toch van den invloed der capillariteit zal de drukking per cm^2 . door deze lucht op den spiegel *C*

uitgeoefend, gelijk zijn aan het gewicht eener kwikkolom, welke 1 cm^2 . doorsnede en den verticalen afstand der spiegels in BC tot hoogte heeft. Bedraagt deze afstand, terwijl de kwikmassa een temperatuur van 0° heeft, $h \text{ cm.}$, zoo is de spanning der lucht in de klok $h \text{ cm.}$ kwik. De drukking per cm^2 . door de lucht binnen de klok uitgeoefend op den spiegel in TC' , is gelijk aan de drukking per cm^2 . der buitenlucht verminderd met het gewicht eener kwikkolom die 1 cm^2 . doorsnede en den verticalen afstand der spiegels in TC' tot hoogte heeft. Bedraagt de laatstgenoemde afstand terwijl de temperatuur van de kwikmassa 0° is, $h' \text{ cm.}$ en is de barometerstand $H \text{ cm.}$, zoo is de spanning der lucht binnen de klok $H - h' \text{ cm.}$ kwik. Daar $h = H - h'$, is $h + h' = H$ en dus de som van den verticalen afstand der spiegels in BC en den verticalen afstand der spiegels in TC' standvastig, zoolang de barometerstand niet verandert.

Elke toestel, welke dient tot de bepaling van de spanning van een gasvormig lichaam, heet *manometer*. Men onderscheidt verschillende soorten, die wij later zullen leeren kennen. Den toestel TC' en in het algemeen een manometer, welke uit twee communiceerende buizen bestaat gevuld met een vloeibaar lichaam, waarvan de eene spiegel onder den invloed der buitenlucht verkeert, noemt men een *open manometer*.

Indien wij in de klok lucht samenpersten in plaats van een deel der lucht weg te nemen, zou de verticale afstand der spiegels in BC grooter zijn dan de barometerstand. In TC' zou dan de spiegel in C' hooger staan dan in T ; deze laatste toestel zou een gewijzigden vorm moeten hebben om de spanning van samengeperste lucht te kunnen bepalen; het gedeelte C zou langer moeten wezen en ongeveer even wijd als het gedeelte T . Indien dan de verticale afstand der spiegels in TC' bij een temperatuur van 0° $h' \text{ cm.}$ bedroeg en de barometerstand $H \text{ cm.}$ was, zou de spanning der lucht in de klok $H + h' \text{ cm.}$ kwik zijn.

80. Wet van Boyle. Wanneer een gasvormig lichaam opgesloten is in een cilindrisch vat, waarin een zuiger verplaatst kan worden, en men oefent op den zuiger een drukking uit grooter dan die, welke hij van de opgesloten gasmassa ondergaat, zoo stelt hij zich in beweging; het

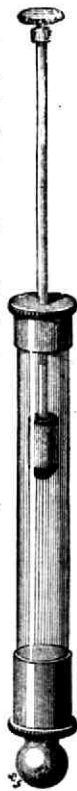


Fig. 83.

gasvormig lichaam krijgt een kleiner volume; het wordt samengeperst. Brengt men hiertoe de noodige drukking aan met de hand, zoo gevoelt men dat om den zuiger in beweging te houden deze drukking grooter en grooter moet worden. Laat men daarna den zuiger los, dan gaat hij terug. Een gasvormig lichaam dus dat gedwongen wordt een kleiner volume in te nemen, krijgt een grooter spanning.

Boyle (1626—1692) is de eerste geweest die de volgende wet uitgesproken heeft, bekend onder den naam van de wet van Boyle: de spanning van een gasvormig lichaam is omgekeerd evenredig met het volume dat het inneemt, wanneer zijn temperatuur dezelfde blijft. Is v cm³. het volume en H cm. kwik de spanning van een gasvormig lichaam, dan is, zoolang de temperatuur dezelfde blijft,

$$v H = C \dots\dots\dots (1)$$

waarin C een standvastig getal voorstelt.

De beteekenis hiervan is duidelijk; wordt het volume van een gasvormig lichaam tweemaal zoo groot, dan wordt zijn spanning tweemaal zoo klein; wordt daarentegen zijn volume tweemaal zoo klein, dan wordt zijn spanning tweemaal zoo groot, altijd wanneer zijn temperatuur geen verandering ondergaat. Heeft dus dit gasvormig lichaam bij een spanning van H_1 cm. kwik een volume van v_1 cm³., en bij een spanning van H_2 cm kwik een volume v_2 cm³., dan zal, zoo de wet van Boyle juist is:

$$v_1 H_1 = v_2 H_2 \dots\dots\dots (2)$$

Om de juistheid van deze wet aan te toonen, maakte Boyle gebruik van twee verschillende toestellen. In de eerste plaats zullen wij zijn toestel beschrijven voor het bepalen van de spanningsverandering van een gasvormig lichaam, dat oorspronkelijk de spanning der buitenlucht heeft en daarna wordt samengeperst.

Tegen een verticale plank is een U-vormig omgebogen buis bevestigd; het lange been der buis is open, het korte been gesloten, hetzij doordien het is dichtgesmolten, zooals in de figuur is voorgesteld, hetzij door middel van een schroef, welke een nauwe opening sluit. Naast de beide beenen zijn verdeelde schalen aangebracht.

De verdeeling naast het lange been geeft deelen der buis aan van dezelfde lengte, stel van 1 cm.; de verdeeling naast het korte been, deelen der buis van denzelfden inhoud, stel van 1 cm³. Gemakshalve zullen wij aannemen, dat deze laatstgenoemde deelen

ook onderling even lang zijn en een lengte hebben van 1 cm. Er wordt nu eenig kwik door het open been binnengebracht en door schudding verkregen, dat de kwikspiegels in de beide beenen gelegen zijn in hetzelfde horizontale vlak; wij willen aannemen dat de spiegels in beide buizen tegenover de nulstrepen staan. In het korte been is dan een zekere hoeveelheid lucht afgesloten wier spanning gelijk is aan die der buitenlucht. Deze spanning bepalen wij door den barometer; wij onderstellen dat zij 75 cm. kwik is. Het volume van deze afgesloten lucht moge 24 cm^3 . bedragen. Er wordt nu in de open lange buis kwik gegoten; hierbij stijgt de spiegel in het lange been der buis en evenzeer de spiegel in het korte been. Er wordt zoolang kwik in de buis toegevoerd, totdat het volume van de afgesloten lucht teruggebracht is tot de helft van het oorspronkelijke volume en en dus tot 12 cm^3 . De verdeeling aangebracht naast het korte been stelt ons in staat te beoordeelen of dit bereikt is. Dan bepaalt men de spanning van de opgesloten lucht; deze vindt men door den verticalen afstand der kwikspiegels te meten en hierbij, na correctie voor den invloed der temperatuur op de soortelijke massa van kwik, den barometerstand op te tellen. Is de wet van Boyle juist, dan moet de spanning van de opgesloten lucht $2 \times 75 \text{ cm. kwik}$ geworden zijn en dus de verticale afstand der spiegels na correctie voor de temperatuur 75 cm. bedragen. De spiegel in het open been moet gevonden worden tegenover de verdeeling 87. Men kan nog verder gaan en opnieuw in de open buis kwik gieten, totdat het volume van de opgesloten lucht teruggebracht is tot $\frac{1}{3}$ van het oorspronkelijk volume en dus 8 cm^3 . bedraagt. Is de wet van Boyle juist, dan moet de verticale afstand der kwikspiegels na correctie voor de temperatuur $2 \times 75 \text{ cm.}$ bedragen, en dus de spiegel in het lange been der buis tegenover de verdeeling 166 staan.

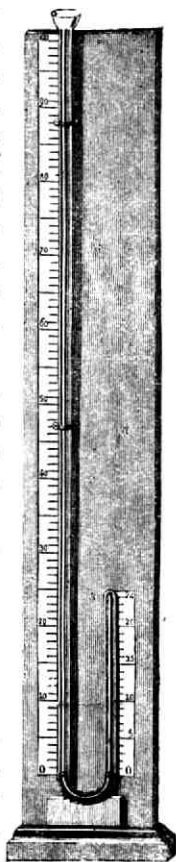


Fig. 84.

De toestel afgebeeld in fig. 85 werd door Boyle gebruikt om na te gaan wat er gebeurt, indien men uitgaat van een gasvormig lichaam, dat de spanning der buitenlucht heeft en

waarvan het volume groter wordt gemaakt. Een diep vat is gevuld met kwik; aan het vat is een verdeelde schaal bevestigd.

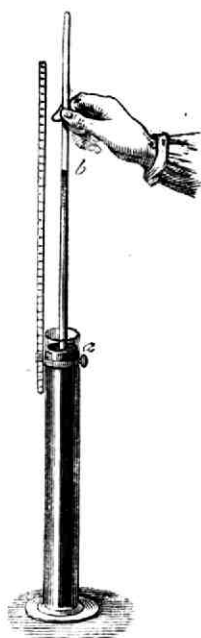


Fig. 85.

Men heeft een glazen buis aan het eene einde gesloten, die verdeeld is in deelen van denzelfden inhoud. Zij wordt voor een deel gevuld met kwik en verder met een hoeveelheid lucht of een hoeveelheid van een ander gas. Daarna wordt zij met het open einde in een kwikbak gebracht.

Men dompelt de buis zoo diep in den bak of haalt haar zoo ver eruit, dat de spiegels binnen en buiten de buis gelegen zijn in hetzelfde horizontale vlak. De opgesloten gasmassa heeft dan dezelfde spanning als de buitenlucht, stel 75 cm. kwik; haar volume is af te lezen, daar de buis verdeeld is in deelen van denzelfden inhoud. Wij onderstellen dat het volume 12 cm^3 bedraagt. Nu wordt de buis naar boven getrokken. Hierdoor wordt het volume van de opgesloten gasmassa groter en haar spanning kleiner; de spiegel binnen de buis stijgt boven dien in den bak. De buis wordt zoo ver naar boven gebracht, dat het volume van de opgesloten gasmassa 24 cm^3 is geworden.

Om de spanning, welke zij dan heeft, te vinden, moet men den verticalen afstand der kwikspiegels na correctie voor de temperatuur aftrekken van den barometerstand. Is de wet van Boyle juist, dan moet de spanning geworden zijn 37,5 cm. kwik, en dus de verticale afstand der spiegels ook 37,5 cm. zijn. Vervolgens kan men de buis nog verder uit den kwikbak trekken, totdat het volume der opgesloten gasmassa 36 cm^3 bedraagt. Is de wet van Boyle juist, dan moet de afstand der kwikspiegels na correctie voor de temperatuur geworden zijn 50 cm.

Men kan een gasvormig lichaam, zooals later uitvoeriger besproken zal worden, niet samenpersen zonder zijn temperatuur te doen stijgen; en evenmin het zich laten uitzetten zonder zijn temperatuur te doen dalen. Men moet daarom de proeven zoo langzaam doen, dat het gasvormig lichaam telkens terug kunne keeren tot de temperatuur der omgeving.

Uit alle proeven door hem gedaan, besloot Boyle tot de volkomen juistheid van de door hem opgestelde wet, niet alleen

wanneer de spanning van het gasvormig lichaam grooter wordt dan die der buitenlucht, maar ook wanneer zij kleiner wordt.

Intusschen waren zijn proeven vrij onnauwkeurig. Later bleek het, dat de wet ten minste niet voor alle gassen juist was. Onder anderen bewees Pouillet dit met den toestel, afgebeeld in fig. 86. In het benedengedeelte van een ijzeren bak *A* bevindt zich kwik. Door een dwarsbuis staat dit gedeelte van den bak in verbinding met twee buizen *T*. Deze buizen zijn zoodanig gekozen, dat zij zoo nauwkeurig mogelijk overal dezelfde doorsnede hebben, en de doorsnede der eene buis gelijk is aan die der andere. Oorspronkelijk zijn zij van boven open. Boven de kwikmassa in *A* is olie gebracht, zoodat het geheele vat gevuld is. Een zuiger *P* kan meer of minder diep in de oliemassa geperst worden. Hiertoe is het bovenste gedeelte voorzien van een schroefdraad en van een handvat *L*. De zuiger *P* wordt eerst zoover in den bak *A* geschroefd, dat de buizen *T* geheel gevuld zijn met kwik. Daarna wordt het open einde der eene buis *T* in verbinding gesteld met een reservoir, waarin samengeperste zuivere lucht is opgesloten, en het open einde

van de andere buis *T* met een reservoir, waarin bijv. samengeperst zuiver koolzuur wordt gevonden. De buizen *T* worden bij het terugdraaien van den zuiger *P* gevuld resp. met lucht en met koolzuur. Nadat in beide buizen even groote volumes gas van dezelfde spanning gebracht zijn, worden zij dicht gesmolten. De kwikspiegels in de beide buizen zijn gelegen in hetzelfde horizontale vlak. Wordt nu de zuiger *P* naar beneden geschroefd,



Fig. 86.

dan worden de opgesloten gasmassa's samengeperst. Was de wet van Boyle voor beide gasvormige lichamen volkomen juist, zoo moest het volume en de spanning van het eene gasvormige lichaam volkomen gelijk blijven aan het volume en de spanning van het andere gasvormige lichaam, hoe diep ook de zuiger P in het vat A gebracht werd. Maar het blijkt, dat de spiegel in de buis met koolzuur al spoedig merkbaar hooger staat dan de spiegel in de buis met lucht. Hiermede is dus bewezen, dat de wet van Boyle niet volkomen juist kan zijn voor alle gassen, ofschoon uit deze proef niet blijkt of zij ook voor sommige gassen geldt.

Langen tijd heeft men nog gemeend dat voor sommige gassen de wet van Boyle juist was, zooals voor lucht, zuurstof, stikstof, waterstof en enkele andere.

Regnault (1810—1878) kwam intusschen uit andere proeven zijdelings tot het besluit, dat zelfs voor lucht de wet niet gold. Dit maakte een nader onderzoek wenschelijk en Regnault heeft dit ingesteld met een hooge mate van nauwkeurigheid.

In figuur 87 is zijn toestel afgebeeld. Het hoofdbestanddeel wordt gevormd door twee glazen buizen, een zeer lange buis A , die een lengte van 30 meter had, en uit verschillende aan elkander bevestigde buizen van ongeveer 3 meter lengte bestond; vervolgens een buis B , die van boven gesloten kon worden door een kraan p . Aan het benedeneinde van deze buis B was een merkstreep aangebracht, welke wij de nulstreep zullen noemen. De inhoud van de buis B van deze nulstreep af tot aan de kraan p werd met de grootst bereikbare nauwkeurigheid door een merkstreep verdeeld in twee onderling gelijke deelen. De buis B was omgeven, wat niet in de figuur is aangeduid, door een glazen cilinder, waardoor voortdurend water van een bepaalde temperatuur geleid werd, ten einde de temperatuur van de gasmassa binnen de buis standvastig te houden.

De beide buizen A en B stonden in gemeenschap met den ijzeren cilinder R en waren dus ook onderling in gemeenschap. De cilinder R voerde naar een vat met kwik, waaruit de kwik met behulp van een waterperspomp in de buizen geperst kon worden. De gemeenschap tusschen het vat met kwik en den cilinder R kon door een kraan verbroken worden. Het boven-einde van de buis B kon door middel van een looden buis in verbinding gebracht worden met een reservoir. In dit reservoir werd met behulp van de perspomp P lucht of waterstof of koolzuur of ander gas geperst. Het vat V was in water geplaatst om temperatuurswisselingen te voorkomen.

Bijzondere zorg werd door Regnault besteed aan het zuiveren der gasmassa's, opdat de proeven niet zouden gedaan worden met mengsels van verschillende gasvormige lichamen. Vooral was de aanwezigheid van waterdamp te vermijden.

Met behulp van de waterperspomp werd de buis *B* tot de kraan *p* gevuld met kwik; vervolgens werd bijv. zuivere lucht uit het reservoir *V* toegelaten en de kraan *p* gesloten. Men kon het zoodanig inrichten dat de buis *B* tot de nulstreep gevuld was met lucht, die dezelfde spanning had als de buitenlucht. Dan werd opnieuw kwik in de buis *B* geperst, totdat de afgesloten luchtmassa teruggebracht was tot de helft van het oorspronkelijk volume. De spiegel in de buis *A* steeg hierbij boven den spiegel in de buis *B*. De

spanning werd bepaald door het aflezen van den verticalen afstand der spiegels en door optelling hiervan, na correctie voor de temperatuur, bij den barometerstand. Vervolgens werd opnieuw samengeperste lucht uit het vat *V* toegelaten, zoodat de spiegel in *B* daalde en in *A* steeg. Was de buis *B* opnieuw gevuld met lucht tot aan de

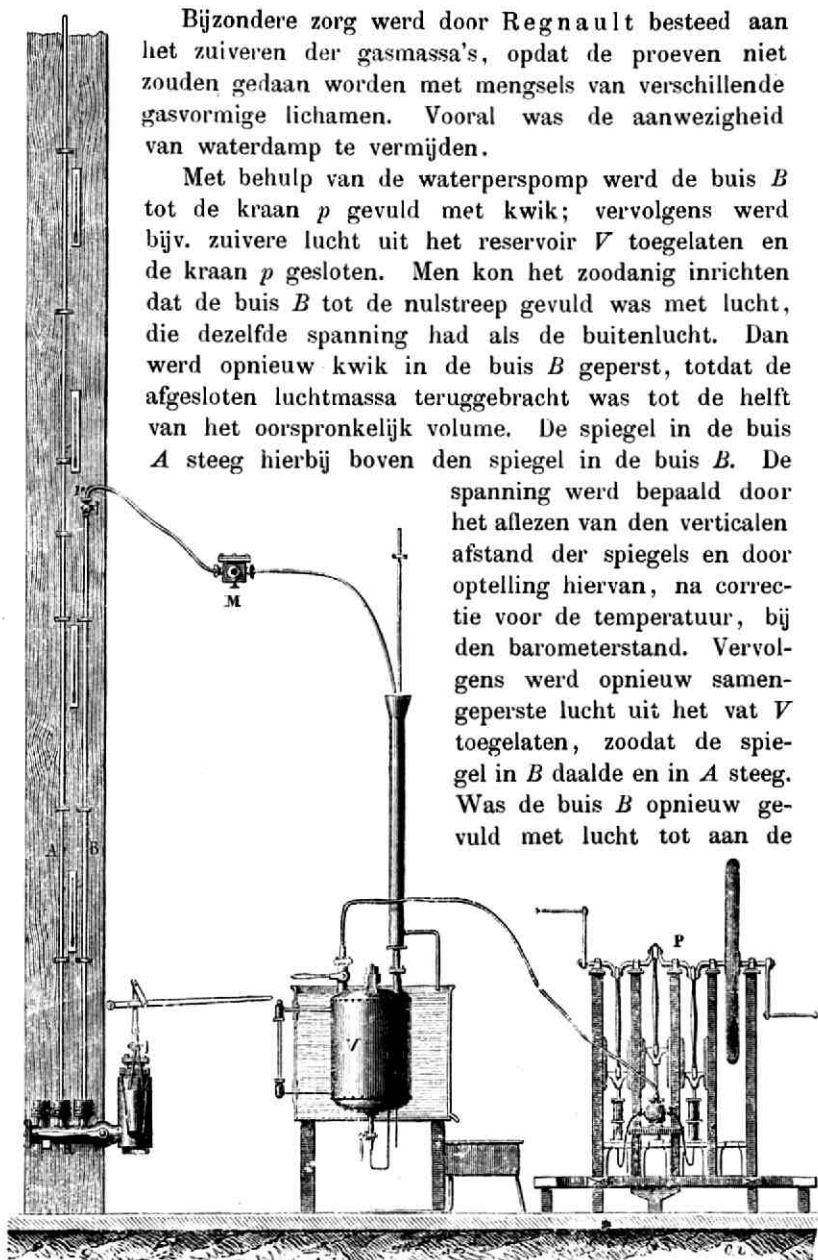


Fig. 87.

nulstreep, zoo werd de kraan p gesloten. Men had nu in B een hoeveelheid lucht van een spanning grooter dan die der buitenlucht; deze spanning kon bepaald worden. Wederom werd kwik in de buizen A en B geperst totdat het volume van de opgesloten luchtmasa teruggebracht was tot de helft van het oorspronkelijk volume; de spanning, welke de lucht dan had, werd bepaald. Daarna werd weder samengeperste lucht uit het reservoir tot de buis B toegelaten, en de proef voortgezet met lucht die telkens hogere en hogere spanning bezat.

Evenals met lucht werd er met andere gassen gehandeld.

Het groote voordeel hetwelk de methode van Regnault heeft boven de methode van Boyle is hierin gelegen, dat men ook bij hogere spanningen een gasmasa heeft van een vrij aanzienlijk volume. Bij de methode van Boyle wordt het volume der opgesloten gasmasa bij hogere spanningen zoo gering, dat men niet meer in staat is het met voldoende nauwkeurigheid te bepalen. De proeven van Regnault werden met de meeste zorg verricht; op tal van omstandigheden werd gelet, waarvan intuschen de beschrijving hier achterwege gelaten moet worden. Uit deze proeven is het overtuigend gebleken, dat de wet van Boyle voor geen enkel gas volkomen juist is. Regnault heeft bewezen dat in het algemeen, wanneer een gasvormig lichaam wordt samengeperst tot een kleiner volume, zijn spanning geringer is dan uit de wet van Boyle zou volgen. Indien dus een gasvormig lichaam bij een spanning van H_1 cm. kwik een volume heeft van v_1 cm³. en bij een spanning van H_2 cm. kwik een volume van v_2 cm³., zoo zal niet voldaan zijn aan de vergelijking (2) van deze paragraaf, maar in het algemeen zal

$$v_1 H_1 > v_2 H_2 \text{ als } v_1 > v_2 \dots\dots\dots (3)$$

of

$$\frac{v_1 H_1}{v_2 H_2} > 1 \quad \text{als } v_1 > v_2 \dots\dots\dots (4)$$

Deze algemeene regel geldt niet voor waterstof. Indien een hoeveelheid waterstof tot een kleiner volume wordt teruggebracht, dan blijkt de spanning grooter te zijn dan volgen zou uit de wet van Boyle. Heeft dus een hoeveelheid waterstof bij een spanning van H_1 cm. kwik een volume van v_1 cm³. en bij een spanning van H_2 cm. kwik een volume van v_2 cm³., zoo is

$$v_1 H_1 < v_2 H_2 \text{ als } v_1 > v_2 \dots\dots\dots (5)$$

of

$$\frac{v_1 H_1}{v_2 H_2} < 1 \quad \text{als } v_1 > v_2 \dots\dots\dots (6)$$

Hieronder volgen de getallen, door Regnault uit de uitkomsten van zijn proeven berekend. Als eenheid van spanning is aangenomen de spanning van 1 cm. kwik, als eenheid van volume het volume van het onderzochte gasvormige lichaam bij een spanning van 100 cm. kwik en bij de bestaande onveranderlijk gehouden temperatuur.

Volume.	Spanning			
	Lucht.	Koolzuur.	Stikstof.	Waterstof.
1	100	100	100	100
$\frac{1}{2}$	199,78	198,29	199,86	200,11
$\frac{1}{4}$	398,74	389,73	399,19	400,68
$\frac{1}{8}$	794,56	751,93	796,41	803,39
$\frac{1}{10}$	991,62	922,62	994,35	1005,60
$\frac{1}{12}$	1188,23	1086,32	1191,91	1208,44
$\frac{1}{16}$	1580,44	1392,60	1585,97	1616,16
$\frac{1}{20}$	1971,98	1670,54	1978,85	2026,87

De kleinste spanning, welke de gasvormige lichamen hadden waarmede Regnault proeven deed, was ongeveer 76 cm. kwik; de grootste spanning ongeveer 30×76 cm. kwik. Amagat heeft in 1880 proeven bekend gemaakt, waarbij de spanningen veel aanzienlijker waren. Hij heeft, toen hij proeven deed met lucht en andere gassen, bij spanningen niet hoger dan de hoogste spanning in de proeven van Regnault, de uitkomsten van Regnault bevestigd gevonden. Maar ging hij uit bijv. van lucht van een spanning van 6500 cm. kwik en werd dan het volume teruggebracht tot de helft, zoo bleek de spanning groter te zijn dan uit de wet van Boyle zou volgen. Volgens de proeven van Amagat verhouden zich alle gassen tegenover de wet van Boyle evenals waterstof volgens de proeven van Regnault, wanneer men slechts van gasvormige lichamen uitgaat, die genoegzaam hoge spanningen hebben.

Mendeléeff heeft proeven genomen met gasvormige lichamen die een spanning hadden geringer dan 76 cm. kwik. Voor waterstof bleef de betrekking (6) juist, hoe gering de spanning van de onderzochte waterstofmassa ook was. Voor alle andere gassen gold de betrekking (4) slechts wanneer de spanning niet beneden zeker bedrag daalde; bij genoegzaam kleine spanningen bleef de

betrekking (6) voor alle gassen waar te zijn. Zoo voor lucht beneden een spanning van 60 cm. kwik.

Vat men dus de uitkomsten van Mendeléeff, Regnault en Amagat samen, dan blijkt het dat de betrekking (6) voor waterstof bij alle spanningen geldt; voor eenig ander gas is de betrekking (6) waar beneden een zekere spanning (eigenaardig voor elk gas) en boven een andere spanning (eveneens eigenaardig voor elk gas); tusschen deze grenzen geldt voor zulk een gas de betrekking (4).

Intusschen zijn deze proeven met gasvormige lichamen genomen bij een temperatuur tusschen 10° en 25° . Het is waarschijnlijk dat bij hogere temperaturen de gasvormige lichamen zich tegenover de wet van Boyle anders verhouden als bij lagere temperaturen; voor koolzuur ten minste heeft Regnault gevonden, dat bij hogere temperaturen de afwijkingen van de wet van Boyle geringer zijn dan bij lagere temperaturen.

Wij hebben de uitkomsten verkregen bij de proeven omtrent de juistheid van de wet van Boyle eenigszins uitvoerig medegedeeld, omdat de wet van zoo groot gewicht is. Maar voor verschillende gassen is de afwijking van de wet van Boyle zeer gering wanneer de spanningen niet te groot worden, en in het bijzonder voor lucht, zuurstof, stikstof en waterstof. Grooter afwijkingen vertoonen koolzuur, ammonia, zwaveligzuur en andere gassen. In het algemeen is de afwijking van de wet van Boyle het grootst bij de gasvormige lichamen, die men het gemakkelijkst in den vloeistofstaat kan brengen.

In het vervolg zullen wij althans voor lucht en eenige andere gassen aannemen, dat de wet geldt. Slechts bij zeer nauwkeurige proeven heeft men in aanmerking te nemen dat zij niet volkomen waar is.

81. Verklaring van de wet van Boyle. In § 75 is een betrekking gevonden tusschen de spanning van een gasvormig lichaam, de massa van 1 cm^3 . van dat lichaam en de snelheid der moleculen. Is de spanning van een gasvormig lichaam p eenheden van spanning, dat wil zeggen, ondervindt elke vierk. cent. van een vlakken wand een drukking van p dynamen; is de massa van 1 cm^3 . van het lichaam s gram, en neemt men aan dat alle deeltjes dezelfde snelheid hebben van u eenheden, dan is

$$p = \frac{s u^2}{3} \dots \dots \dots (1)$$

$$p = \frac{m u^2}{3 v}$$

Deze vergelijking wordt verkregen als men aanneemt dat de drukking door een gasvormig lichaam op de wanden van een vat uitgeoefend, veroorzaakt wordt door het botsen van de gasmoleculen met de wanddeeltjes; als men tevens aanneemt dat alle moleculen een rechte lijnige eenparige beweging hebben met dezelfde snelheid; dat de duur van een botsing verwaarloosd mag worden; dat het volume van alle moleculen te zamen uiterst klein is ten opzichte van het volume van het gasvormig lichaam en eindelijk, dat de werking tusschen de moleculen onderling onmerkbaar is. Het is gemakkelijk in te zien dat in deze vergelijking (1) de wet van Boyle ligt opgesloten. Wanneer het volume van een gasvormig lichaam teruggebracht wordt tot de helft, wordt de massa van 1 cm^3 van het gasvormig lichaam verdubbeld; blijft de temperatuur onveranderd, dan blijft de waarde van u dezelfde; uit vergelijking (1) volgt dan dat p verdubbelt. Door vergelijking (1) wordt dus de verklaring van de wet van Boyle gegeven.

De afwijking, welke de verschillende gasvormige lichamen vertoonen van de wet van Boyle, verklaart men hieruit, dat de onderstellingen, die geleid hebben tot vergelijking (1), niet volkomen met de werkelijkheid overeenstemmen. Zoo hebben wij bijv. aangenomen, dat de gasmoleculen niet tegen elkander botsen, wat gelijk staat met de onderstelling, dat zij geen afmetingen en dus een volume nul hebben. In werkelijkheid is het volume der gasmoleculen niet nul en komen zij wel met elkander in botsing. Den weg, door een molecule afgelegd tusschen twee achtereenvolgende botsingen noemt men haar vrijen weg. Het is duidelijk dat de gemiddelde vrije weg van een molecule kleiner wordt naar mate haar volume grooter is; neemt men toch aan dat de moleculen den bolvorm hebben, dan is de kleinste afstand, waarop de middelpunten tot elkander kunnen naderen, tweemaal de straal. Het kleiner worden van den gemiddelden vrijen weg der molecule heeft een vermeerdering van het aantal botsingen tegen den wand tengevolge; de uitwerking hiervan is dezelfde, alsof een even groot aantal deeltjes, elk met het volume nul, in een kleinere ruimte opgesloten was. De in vergelijking (1) van § 80 voorkomende grootheid v , het volume van het gasvormige lichaam, moet derhalve verminderd worden met een grootheid b , samenhangende met gezamenlijk volume der moleculen.

Verder hebben wij aangenomen, dat de gasdeeltjes geen merkbare werking op elkander uitoefenen. Al is deze gering, geheel nul zal zij niet zijn. Een deeltje, binnen het gasvormig lichaam

gelegen, zal intusschen, daar het aan alle kanten door deeltjes is omgeven, een resulteerende werking nul ondervinden. Bevindt zich echter een deeltje in de begrenzende laag van het gasvormig lichaam, dan is het slechts aan den binnenkant door gasdeeltjes omringd. De resultante der krachten door de omringende deeltjes erop uitgeoefend is dan naar binnen gericht; zij werkt langs een lijn loodrecht op de begrenzende laag en heeft een grootte, die evenredig is aan het aantal deeltjes per cm^3 . en dus aan de dichtheid van het gasvormig lichaam. Het komt met geringer snelheid tegen den wand en brengt dus een geringer drukking op den wand teweeg dan het zou doen, indien de omringende deeltjes er geen werking op uitoefenden. Deze vermindering van drukking op den wand is voor elke botsende molecule evenredig met de dichtheid van het gasvormig lichaam. Daar het aantal tegen den wand botsende moleculen eveneens evenredig is met de dichtheid van het gasvormig lichaam, zoo is de totale vermindering van drukking tegen den wand evenredig met het kwadraat dier dichtheid, of, wat hetzelfde is, omgekeerd evenredig met het kwadraat van het volume door een bepaalde hoeveelheid gas ingenomen. Nemen wij dus waar, dat een gasvormig lichaam bij een volume V een spanning heeft van H cm. kwik (dat wil zeggen, dat elke vierk. cm. van den wand een drukking ondergaat gelijk aan het gewicht van een kwikkolom van 1 cm^2 . doorsnede, H cm. hoogte en een temperatuur 0°), dan zou deze spanning $H + \frac{a}{v^2}$ cm. kwik worden, indien de invloed van de aantrekkende werking der moleculen zich niet aan de begrenzende laag van het gasvormig lichaam deed gevoelen.

Een werkelijk gasvormig lichaam van volume V en spanning H cm. kwik gedraagt zich dus tegenover den wand als een denkbeeldig gasvormig lichaam van een volume $v-b$ en een spanning $H + \frac{a}{v^2}$, waarvan de moleculen geen afmetingen hebben en op elkander geen werking uitoefenen. Voor dit denkbeeldige gasvormige lichaam geldt de vergelijking (1) van § 80. Voor een werkelijk voorkomend gasvormig lichaam bestaat dus de betrekking

$$(v-b) \left(H + \frac{a}{v^2} \right) = C.$$

De wet in deze vergelijking neergelegd, heet de wet van Van der Waals. De grootheden a , b en C moeten voor elk gas

uit enkele waarnemingen bepaald worden. Het blijkt dan, dat de overige waargenomen waarden van v en H op volkomen bevredigende wijze aan deze vergelijking voldoen, veel beter dan aan de oorspronkelijke wet van Boyle.

82. Mengsel van gasvormige lichamen. Indien men in een vat van v cm³. een hoeveelheid zuurstof brengt, die bij een volume van v cm³. een spanning van H cm. kwik bezit, en bovendien een hoeveelheid zuurstof, die bij een volume van v cm³. een spanning van H' cm. kwik heeft, zoo zal de spanning van de zuurstofmassa in het vat $H + H'$ cm. kwik zijn. Dit is gemakkelijk uit de wet van Boyle af te leiden.

Wanneer men in dit vat van v cm³. inhoud een hoeveelheid zuurstof brengt, die bij een volume van v cm³. een spanning van H cm. kwik heeft, en vervolgens een hoeveelheid waterstof, die bij een volume van v cm³. een spanning van H' cm. kwik bezit, dan verkrijgt men een mengsel dat een spanning heeft van $H + H'$ cm. kwik. Dit heeft men afgeleid uit een proef van Berthollet (1748—1822). Berthollet had twee ballons van denzelfden inhoud, die op elkander geschroefd en ieder door een kraan afgesloten konden worden. De eene ballon werd met koolzuur, de andere met waterstof gevuld van dezelfde spanning en dezelfde temperatuur. Nadat de ballons aan elkander geschroefd waren en de ballon met waterstof boven den ballon met koolzuur was geplaatst, werd door opening der kranen de verbinding tusschen de ballons aangebracht. Het bleek Berthollet dat zich na eenigen tijd zoowel de waterstof als het koolzuur over de ruimte van beide ballons gelijkelijk verspreid had, niettegenstaande de soortelijke massa van koolzuur grooter is dan de soortelijke massa van waterstof. Dit verschijnsel, bekend onder den naam van diffusie van gasvormige lichamen, is te verklaren uit de rechtlijnige beweging der deeltjes. Verder zag hij, dat als de temperatuur onveranderd bleef, ook de spanning van het mengsel even groot was als vroeger de spanning van elk der bestanddeelen. De hoeveelheid waterstof verbreidde zich over een tweemaal zoo groote ruimte; wanneer de waterstofmassa alleen in het vat was, zou de spanning de helft van de oorspronkelijke geworden zijn. Evenzoo zou de spanning van de koolzuurmassa de helft van de oorspronkelijke geworden zijn, als zij alleen zich in het vat bevonden had. Dit mengsel van waterstof

en koolzuur had nu blijkens de proef een spanning gelijk aan de som der spanningen, welke elk der bestanddeelen zou hebben indien zij resp. alleen in het vat waren.

Hieruit volgt: Heeft men een gasmassa, die bij een spanning van H_1 cm. kwik een volume heeft van v_1 cm³.; een tweede gasmassa, die bij een spanning van H_2 cm. kwik een volume heeft van v_2 cm³.; een derde gasmassa, die bij een spanning van H_3 cm. kwik een volume heeft van v_3 cm³.; brengt men deze gasmassa's in een vat met een inhoud van v cm³., dan zal de spanning van het mengsel H cm. kwik zijn, indien:

$$vH = v_1H_1 + v_2H_2 + v_3H_3 \dots \dots \dots (1)$$

83. **Gesloten manometer.** Heeft men eerst de juistheid aangetoond van de wet van Boyle, zoo kan men van deze wet gebruik maken om de spanning van gasvormige lichamen te bepalen. Figuur 88 stelt een zoogenaamden gesloten manometer

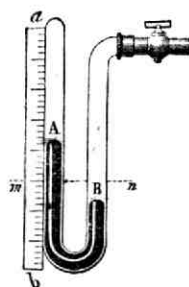


Fig. 88.

voor; deze bestaat uit een U-vormige buis, welke aan het eene uiteinde gesloten is. In het gesloten gedeelte *A* bevindt zich lucht; het gedeelte *B* der buis kan door middel van een kraan in verbinding gebracht worden hetzij met de buitenlucht, hetzij met eenig gasvormig lichaam waarvan men de spanning wil kennen; de gedeelten *A* en *B* zijn van elkander gescheiden door een kwikmassa. Naast het gedeelte *A* wordt een schaalverdeling *ab* gevonden, die in staat stelt den inhoud van elk deel der buis *A* af te lezen. Alles is zoo geregeld dat, wanneer het gedeelte *B* in verbinding staat met de buitenlucht bij een barometerstand van 76 cm., de kwikspiegels in hetzelfde horizontale vlak *mn* liggen. De hoeveelheid afgesloten lucht moge dan een volume van v cm³. hebben. Brengt men nu het gedeelte *B* in gemeenschap met een gasvormig lichaam, dat een grootere spanning heeft dan de buitenlucht, zoo zal de spiegel in *B* dalen en die in *A* stijgen. Wordt het volume van de in *A* opgesloten lucht v' cm³., en blijkt de afstand der spiegels

h cm., te zijn geworden, dan is de gezochte spanning $\frac{v}{v'} \cdot 76 + h$ cm. kwik.

Deze inrichting is niet gemakkelijk voor het gebruik. Voor elke bepaling heeft men eene berekening te maken; bovendien wordt de aflezing van het volume der samengeperste lucht des te onnauwkeuriger, naarmate de spanning grooter wordt. Gewoonlijk maakt men dan ook gebruik van manometers die een eenigszins gewijzigde inrichting hebben, zooals figuur 89 er ons een doet zien. Het gedeelte der buis waarin de opgesloten lucht zich bevindt loopt kegelvormig toe; zoodat, indien het volume der lucht van het $\frac{1}{4}$ tot het $\frac{1}{5}$ van het oorspronkelijk volume wordt teruggebracht, nog een zeer duidelijk waarneembare verplaatsing van den kwikspiegel plaats grijpt. Als het open gedeelte der buis in verbinding staat met de buitenlucht bij een barometerstand van 76 cm. zijn de kwikspiegels in hetzelfde horizontale vlak gelegen. Men heeft nu op de kegelvormig toeloopende buis streepjes geplaatst met cijfers, welke aangeven hoeveel maal 76 cm. kwik de spanning is van de

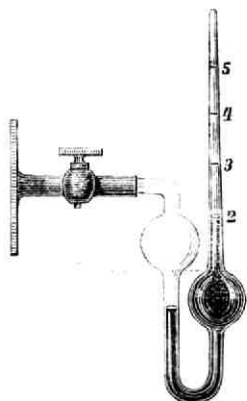


Fig. 89.

gasmassa, waarmede de open buis in verbinding staat, zoo de spiegel in de gesloten buis tot een dezer streepjes is gestegen. De plaats van deze streepjes met het bijbehorende cijfer heeft men niet door berekening gevonden, maar door proeven met behulp van een open manometer (zie § 79). Een reservoir, waarin lucht samengeperst kan worden, staat in verbinding zoowel met een open manometer als met den manometer van figuur 89. Is de spanning der lucht in het reservoir blijkens den stand der spiegels van den open manometer 2×76 cm. kwik, zoo brengt men op de buis van de gesloten manometer een streepje ter hoogte van den kwikspiegel binnen de buis en plaatst hierbij het cijfer 2. Zoo gaat men voort.

Een spanning van 76 cm. kwik wordt ook wel een spanning van 1 atmosfeer genoemd.

De bepalingen door middel van een manometer met samengeperste lucht zijn lang niet zoo nauwkeurig als die door middel van den open manometer. Maar als men geen groote nauwkeurigheid verlangt, dan is het gebruik van den eerstgenoemden toestel verre te verkiezen omdat de waarnemingen zoo eenvoudig

te verrichten zijn, terwijl de open manometer in het geheel niet gemakkelijk te behandelen is.

Tegenwoordig wordt veel gebruik gemaakt van metaalmanometers. Een omgebogen metalen buis is aan het eene einde ge-

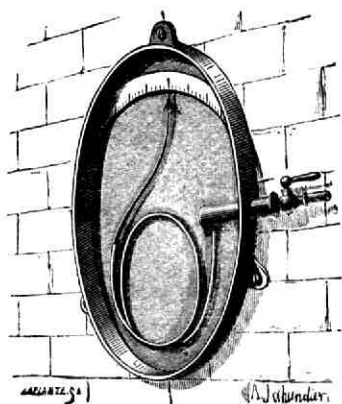


Fig. 90.

sloten en voorzien van een wijzer, welke langs een verdeelden cirkelboog beweegbaar is; het andere einde is open en vast verbonden met een metalen buis. Deze buis kan in gemeenschap gebracht worden met het reservoir, waarin zich het gasvormig lichaam bevindt welks spanning men kennen wil. Bij elke spanning van de gasmassa binnen de gebogen buis neemt de wijzer een bepaalden stand in; door vergelijking met de aanwijzing van een open manometer wordt de schaalverdee-

ling aangebracht. Vermeedert de spanning binnen de gebogen buis, zoo ontrolt zich de buis, vermindert zij, zoo rolt de buis zich op.

84. Luchtpomp. Voor dat wij nog eenige verschijnselen behandelen, die hun verklaring vinden in de spanning der buitenlucht, willen wij de luchtpomp en de persomp bespreken. De luchtpomp stelt in staat een groot deel van de gasmassa, die zich in een reservoir bevindt, hieruit te verwijderen.

Van de zoogenaamde enkelwerkende luchtpomp is het hoofdbestanddeel een metalen of een glazen cilinder, waarin zich een nauwsluitende zuiger op en neer kan bewegen. In den zuiger bevindt zich een klep *S*, welke door een veer gedrukt wordt tegen de opening, die zich in den onderkant van den zuiger bevindt. Wordt op deze klep *S* een drukking uitgeoefend van beneden naar boven, die grooter is dan de drukking die zij van boven naar beneden ondergaat, dan wordt zij opgelicht, en er bestaat gemeenschap tusschen de ruimte onder den zuiger en de buitenlucht.

In den bodem van den cilinder ontspringt een kanaal, de zoogenaamde zuigbuis, dat gewoonlijk voert naar een glazen plaat; stelt men op deze plaat een klok *E*, dan heeft men

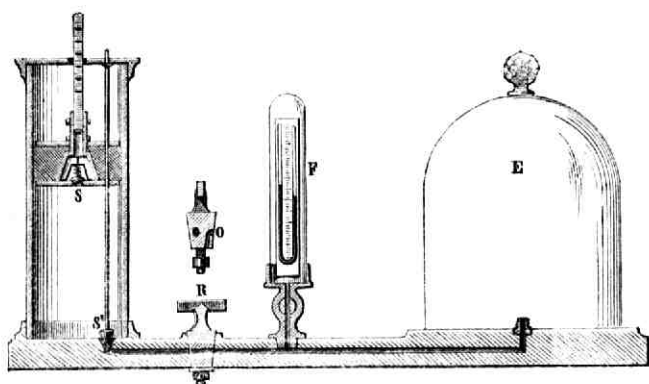


Fig. 91.

hierin een ruimte, waaruit de lucht weggenomen kan worden. Men kan de zuigbuis ook in verbinding brengen met eenig ander reservoir waaruit men een gasmassa wil verwijderen; hiertoe steekt de zuigbuis boven de glazen plaat uit, zoodat men er of een andere buis aan kan schroeven, of een caoutchouc-buis aanbrengen. Het reservoir of de klok *E* wordt de ontvanger genoemd.

Door den zuiger loopt een staaf, die aan het ondereinde een kegelvormige stop *S'* heeft; deze past juist in den kegelvormigen mond van de zuigbuis. Zoodra de zuiger naar beneden gaat wordt de staaf medegenomen en de stop *S'* in de kegelvormige opening gedrukt; bij verdere verplaatsing van den zuiger schuift deze met veel wrijving langs de staaf. Wordt de zuiger naar boven gehaald, dan gaat de staaf met de stop mede naar boven; de verbinding tusschen den cilinder en den ontvanger wordt hersteld. Maar reeds na een kleine verplaatsing van den zuiger stuit de staaf tegen het deksel van den cilinder en de zuiger wordt gedwongen zich langs de staaf te bewegen.

In de zuigbuis wordt een kraan *R* gevonden. Bij den stand dezer kraan voorgesteld in het hoofddeel van figuur 91 bestaat er door een kanaal in de kraan gemeenschap tusschen den cilinder en den ontvanger. Maar nog een tweede kanaal *O* is in de kraan aangebracht, dat in de bijfiguur zichtbaar is, en dat in staat stelt bij verbreking van de gemeenschap tusschen cilinder en ontvanger de buitenlucht toe te laten, hetzij tot den cilinder, hetzij tot den ontvanger.

De zuigbuis is door een dwarskanaal in gemeenschap met een glazen cilinder F , waarbinnen zich de zoogenaamde verklikker bevindt. De verklikker is een U-vormige buis, waarvan het eene been gesloten is; dit gesloten been en een deel van het open been is gevuld met kwik, zoodat geen lucht en geen water tusschen het gesloten einde en de kwikmassa aanwezig is. De verklikker is niets anders dan een manometer; zoodra de spanning van de lucht in den glazen cilinder F klein genoeg is, zal het gesloten been niet geheel meer gevuld zijn met kwik, en de verticale afstand der kwikspiegels leert ons de spanning van de gasmassa in den cilinder F kennen. Deze verticale afstand wordt bepaald met behulp van een verdeelde schaal, die tusschen de beenen van den verklikker is aangebracht. Door een kraan kan men de verbinding tusschen F en den ontvanger verbreken.

Laat ons aannemen, dat de zuiger zijn laagsten stand heeft en dus dat zijn ondervlakte tegen den bodem van den cilinder drukt. In den ontvanger en de zuigbuis bevindt zich lucht van de spanning der buitenlucht. Gaat de zuiger naar boven, dan verbreidt zich de opgesloten luchtmassa over een grootere ruimte, want de stop S' verlaat de kegelvormige opening en de ontvanger staat met den cilinder in gemeenschap. De spanning van de lucht in den ontvanger wordt kleiner; een deel der lucht uit den ontvanger is in den cilinder overgegaan. Heeft de zuiger zijn hoogsten stand bereikt en drukt men hem naar beneden, dan wordt de verbinding tusschen cilinder en ontvanger verbroken; de opening in den bodem van den cilinder wordt door de stop S' gesloten. De lucht onder den zuiger wordt samengeperst. Heeft zij een spanning gekregen iets grooter dan die der buitenlucht, zoo zal de klep S worden opgelicht en de lucht onder den zuiger ontsnapt naar buiten. Neemt de zuiger wederom zijn laagsten stand in, dan is dus een deel der lucht uit den toestel verwijderd en kan men den zuiger opnieuw naar boven halen. Wederom zal hierbij een deel van de lucht uit den ontvanger in den cilinder treden en bij het neerdrukken van den zuiger gaat dit deel naar buiten.

Mag men aannemen dat de ondervlakte van den zuiger volkomen tegen den bodem van den cilinder sluit als de zuiger zijn laagsten stand inneemt, dan kan men een uitdrukking vinden voor de spanning der lucht in den ontvanger na elken zuigerslag. Stel de spanning der buitenlucht en dus ook de oorspronkelijke spanning van de lucht in den ontvanger H cm. kwik; stel den inhoud van den ontvanger met de zuigbuis v cm³, en stel den

inhoud van den cilinder als de zuiger zijn hoogsten stand inneemt v' cm³. Oorspronkelijk zal men dan een volume van v cm³. lucht hebben van een spanning van H cm. kwik. Haalt men voor de eerste maal den zuiger naar boven, dan gaat deze hoeveelheid lucht een volume innemen van $v + v'$ cm³.; noemt men de spanning na den eersten zuigerslag H_1 cm. kwik, zoo is volgens de wet van Boyle:

$$H_1 = \frac{v}{v + v'} H.$$

Heeft de zuiger zijn laagsten stand herkrege, dan is alle lucht onder den zuiger naar buiten weggevoerd en heeft men in den ontvanger met zuigbuis v cm³. lucht van de spanning H_1 cm. kwik. Haalt men nu voor de tweede maal den zuiger naar boven, zoo krijgt deze luchtmasa een volume $v + v'$ cm³.; is de spanning na den 2^{den} zuigerslag H_2 cm. kwik, zoo is:

$$H_2 = \frac{v}{v + v'} H_1 = \left(\frac{v}{v + v'}\right)^2 H.$$

Het is gemakkelijk in te zien, dat na den n^{den} zuigerslag de spanning van de overblijvende lucht in den ontvanger H_n cm. kwik geworden moet zijn, als:

$$H_n = \left(\frac{v}{v + v'}\right)^n H \dots\dots\dots (1)$$

Uit deze vergelijking zou volgen, dat men de spanning der overblijvende lucht zoo klein kan maken als men wil, door n , dat is het aantal zuigerslagen, groot genoeg te maken. De ervaring is met deze uitkomst in strijd; het blijkt dat wanneer de spanning der lucht in den ontvanger blijkens de aanwijzing van den verklikker, tot een zeker bedrag gedaald is, het verdere pompen geen uitwerking meer heeft; de spanning neemt dan niet meer af.

Men schrijft dit hieraan toe dat de onderkant van den zuiger niet volkomen sluit tegen den bodem van den cilinder als de zuiger zijn laagsten stand heeft. Men kan de gevolgen afleiden, die hieruit voortvloeien. Laat ons aannemen, dat als de zuiger zijn laagsten stand heeft, nog een ruimte, de zoogenaamde schadelijke ruimte, van a cm³. overblijft tusschen den onderkant van den zuiger en den bodem van den cilinder. Oorspronkelijk heeft men dan niet v cm³. lucht van een spanning van

H cm. kwik, maar $v + a$ cm³. van een spanning van H cm. kwik. Na den eersten zuigerslag is dus de spanning H_1 cm. kwik, als:

$$H_1 = \frac{v+a}{v} H \dots\dots\dots (2)$$

Gaat de zuiger nu naar beneden, dan zal niet alle lucht uitgedreven worden. Er blijven nog a cm³. lucht over, welke een spanning heeft iets grooter dan die der buitenlucht. In den ontvanger met zuigbuis bevinden zich dus v cm³. lucht van de spanning H_1 cm. kwik, en in de schadelijke ruimte a cm³. van de spanning H cm. kwik. Als op nieuw de zuiger zijn hoogsten stand inneemt, dan hebben zich beide luchtmassa's over een ruimte van $v + v'$ cm³. verbreid. Is de spanning dan H_2 cm. kwik geworden, zoo is volgens § 82

$$(v + v') H_2 = v H_1 + a H \dots\dots\dots (3)$$

Na den derden zuigerslag is de spanning H_3 cm. kwik geworden, als

$$(v + v') H_3 = v H_2 + a H \dots\dots\dots (4)$$

Na den n^{den} zuigeling is de spanning H_n cm. kwik geworden, als

$$(v + v') H_n = v H_{n-1} + a H \dots\dots\dots (5)$$

Dus:

$$H_1 = \frac{v}{v+v'} H + \frac{a}{v'} \left[1 - \frac{v}{v+v'} \right] H$$

$$H_2 = \left(\frac{v}{v+v'} \right)^2 H + \frac{a}{v'} \left[1 - \left(\frac{v}{v+v'} \right)^2 \right] H.$$

En evenzoo:

$$H_n = \left(\frac{v}{v+v'} \right)^n H + \frac{a}{v'} \left[1 - \left(\frac{v}{v+v'} \right)^n \right] H \dots\dots\dots (6)$$

Is deze vergelijking (6) volkomen juist, dan blijkt hieruit dat de kleinste spanning welke de lucht in den ontvanger verkrijgen kan, H_k cm. kwik bedraagt als

$$H_k = \frac{a}{v'} H \dots\dots\dots (7)$$

Eigenlijk zou deze spanning nooit bereikt kunnen worden, maar door het aantal zuigerslagen groot genoeg te maken, zou men de spanning der lucht in den ontvanger meer en meer hiertoe kunnen doen naderen. Practisch bereikt men na een beperkt aantal slagen reeds een eindtoestand.

Uit vergelijking (7) blijkt, dat men de schadelijke ruimte zoo klein mogelijk moet maken in vergelijking met den inhoud van den cilinder bij den hoogsten stand van den zuiger, om de spanning der overblijvende lucht zoo gering mogelijk te doen zijn.

De klok *E* heeft een geslepen rand, waarmede zij op de glazen plaat rust; een weinig vet wordt gewoonlijk nog aan den rand gesmeerd om mogelijke openingen af te sluiten. Wil men na de proef de klok van de plaat wegnemen, zoo is het noodig, dat eerst weer lucht worde toegelaten met behulp van de kraan *R*. De drukking, door de buitenlucht op de klok uitgeoefend, is zoo groot, dat men zonder deze toelating van lucht binnen de klok, haar niet van de plaat kan scheiden.

Bij het naar boven trekken van den zuiger heeft men ook de drukking der buitenlucht te overwinnen. Vandaar dat, als de spanning der lucht in den cilinder gering is, men bij het pompen een grooten tegenstand ondervindt. Dit heeft aanleiding gegeven tot de inrichting van de zoo-genaamde dubbelwerkende luchtpomp, die bovendien in staat stelt het doel sneller te bereiken.

Twee cilinders, gewoonlijk van glas, vormen het hoofdbestanddeel van de dubbelwerkende luchtpomp. Aan de zuigers *C* zijn getande stangen bevestigd, die tusschen de tanden van een getand rad *P* ingrijpen. Dit getande rad *P* wordt door een kruk met twee armen heen en weer bewogen. Gaat

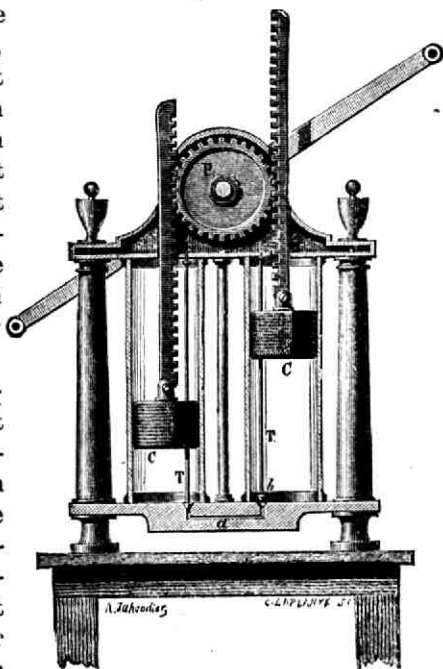


Fig. 92.

de eene zuiger naar boven, dan beweegt zich de andere naar beneden. De beide cilinders worden door een kanaal *a* verbonden; dit kanaal heeft in elken cilinder een kegelvormigen mond, waarin een kegelvormige stop, die aan een staaf *T* bevestigd is, juist past. Elke staaf *T* gaat door een nauwe opening van den overeenkomstigen zuiger en wordt in haar beweging naar boven beperkt door het deksel van den cilinder. Gaat de rechterzuiger naar boven, dan wordt over een zeer kleinen afstand de staaf *T* medegevoerd en door de opening *b* staat de ruimte onder den rechterzuiger met het kanaal *a* in gemeenschap. In den linkercilinder wordt de kegelvormige stop in de opening van den bodem gedrukt.

In elk der zuigers bevindt zich een klep, die naar boven geopend kan worden en een inrichting heeft, overeenkomende met de klep in figuur 91. Wordt deze klep opgelicht, dan staat de ruimte onder den zuiger in verbinding met de buitenlucht.

Van het kanaal *a* voert de zuigbuis naar den ontvanger, die hier in de figuur 93 weder bestaat uit een klok op een glazen

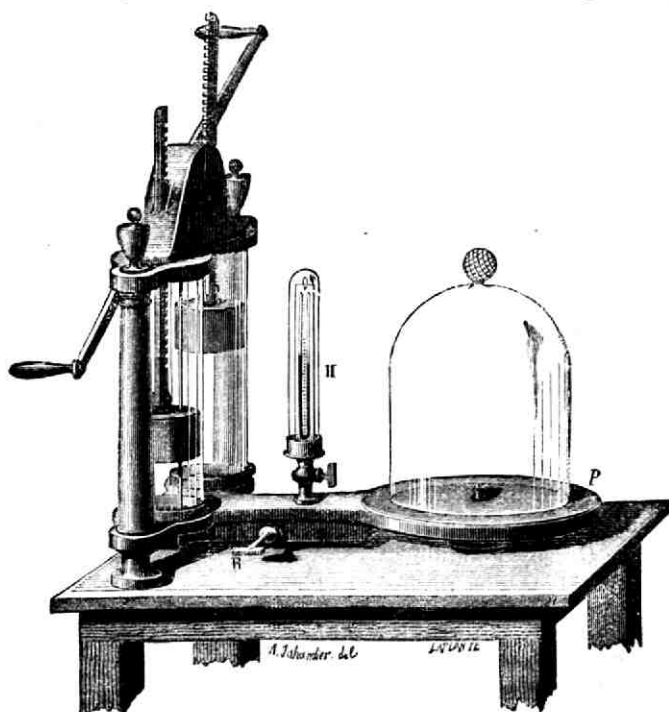


Fig. 93.

plaat *p* gesteld. Een kraan *R* stelt in staat de verbinding tusschen den ontvanger en de luchtpomp te verbreken, en ook naar willekeur den ontvanger of de luchtpomp in gemeenschap te brengen met de buitenlucht. Dit is mogelijk door een kanaal in de kraan zooals in fig. 91 is afgebeeld. Met de zuigbuis is wederom in gemeenschap de verklikker *H*. Fig. 94 geeft een horizontale projectie van den geheelen toestel.

Laat ons onderstellen dat bij den aanvang de rechterzuiger den laagsten stand heeft en de linkerzuiger den hoogsten. Gaat de rechterzuiger naar boven, dan is de ruimte onder den rechterzuiger met den ontvanger in gemeenschap; een deel der lucht uit den ontvanger komt in den rechtercilinder. Onder den linkerzuiger wordt de lucht samengeperst en ontsnapt naar buiten, zoo zij een spanning heeft gekregen iets grooter dan die der buitenlucht. Wordt daarna de linkerzuiger naar boven gehaald en de rechterzuiger naar beneden gedrukt, zoo wordt in den linkercilinder de kegelvormige stop uit de opening in den bodem getrokken en de ruimte onder den linkerzuiger komt in gemeenschap met den ontvanger; in den rechtercilinder wordt de opening *b* (fig. 92) gesloten en de lucht na samenpersing door de klep van den zuiger naar buiten gedreven.

Op deze wijze wordt de lucht sneller uit den ontvanger verwijderd dan met de enkelwerkende luchtpomp, daar voortdurend de ontvanger met een der cilinders in gemeenschap is en dus voortdurend een deel van zijn inhoud afgeeft. Doordien de buitenlucht op beide zuigers drukt en deze door de getande stangen en het getande rad met elkander in verbinding staan, zal men daarenboven bij het pompen geen tegenstand van de buitenlucht te overwinnen hebben.

Men heeft ook wel dubbelwerkende luchtpompen gemaakt van eenigszins gewijzigde constructie, zoodat men de verlangde beweging der zuigers verkrijgt door het ronddraaien van een getand rad. Het is gemakkelijker een rad met behulp van een krukarm rond te draaien dan er een heen en weer gaande beweging

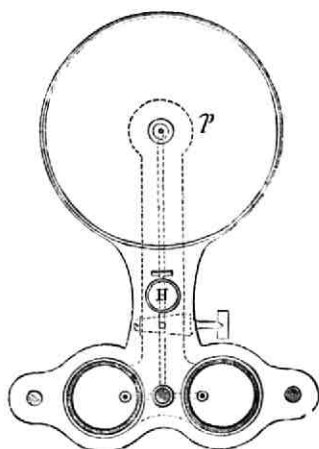


Fig. 94.

aan te geven. De zuigerstangen zijn dan niet vast met den zuiger verbonden, maar draaibaar om een horizontale as; de andere einden van de zuigerstangen zijn excentrisch bevestigd aan weerszijden van een getand rad, dat met behulp van een tweede getand rad en van een krukarm wordt rondgedraaid.

Is de schadelijke ruimte in elken cilinder a cm³. en is de inhoud van elken cilinder bij den hoogsten stand van den zuiger v' cm³., dan is de kleinste spanning, welke de overblijvende lucht in den ontvanger kan hebben $\frac{a}{v'} H$ cm. kwik, als de barometer-

stand H cm. bedraagt. Maar door een bijzondere inrichting is men in staat met een dubbelwerkende luchtpomp nog lucht uit den ontvanger weg te nemen, als reeds bij de gewone inrichting deze grenstoestand is bereikt. Deze bijzondere inrichting bestaat uit een kraan, naar den uitvinder de kraan van Babinet genoemd. Deze kraan bevindt zich op de plaats, waar in het kanaal a van figuur 92 de zuigbuis ontspringt die naar den ontvanger voert. Zij is in de figuren 92, 93 en 94 niet opgenomen. Zij steekt aan de voorzijde van den toestel (figuur 94) uit en wordt tusschen de cilinders gevonden. Verschillende kanalen zijn in deze kraan geboord: 1°. een kanaal in de lengterichting, dat tot het midden doorloopt en uitmondt in de zuigbuis; dit kanaal is als het ware de verlenging van de zuigbuis; 2°. een eerste dwarskanaal loodrecht op de lengteas van de kraan; dit kanaal door-

snijdt de geheele kraan; 3°. een tweede dwarskanaal, loodrecht op de lengteas van de kraan en loodrecht op het eerste dwarskanaal; dit loopt slechts van het midden naar buiten. Deze drie kanalen zijn met elkander in gemeenschap; de twee laatste zijn in doorsnede te zien in figuur 95. Eindelijk bevindt zich nog een vierde kanaal in deze kraan, het kanaal mn , waarvan de uiteinden m en n gelegen zijn op de lijn evenwijdig met de as van het halve dwarskanaal,

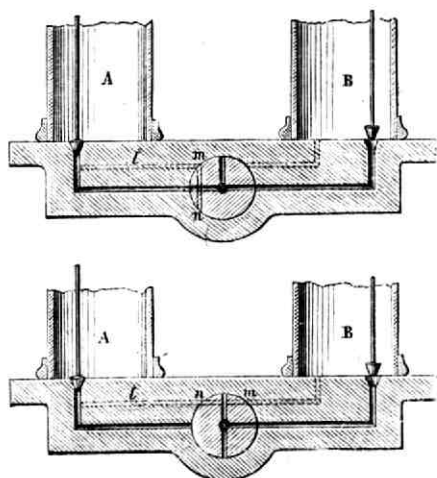


Fig. 95.

maar dat om het doorlopende dwarskanaal heenbuigt; dit vierde kanaal staat met geen der drie andere in gemeenschap.

Er is een kanaal l aangebracht, dat uitmondt in den bodem van den cilinder B en ook in het kanaal, dat naar den cilinder A voert.

Bij den stand van de kraan van Babinet, afgebeeld in het bovenste gedeelte van figuur 95, is het kanaal l afgesloten; bij den stand der kraan, afgebeeld in het onderste gedeelte van figuur 95, vormt de doorboring mn een verbinding tusschen de twee deelen van l .

Bij den eersten stand der kraan werkt de luchtpomp alsof geen kraan van Babinet was aangebracht. Men begint steeds bij dezen stand; bemerkt men aan den verklikker dat geen lucht meer uit den ontvanger verwijderd wordt, zoo draait men de kraan 90° in den zin van den horlogewijzer; dan verkrijgt zij den stand voorgesteld in het onderste gedeelte van figuur 95. Laat de schadelijke ruimte in elk der cilinders a cm³. zijn, den inhoud van elken cilinder bij den hoogsten stand van den zuiger v' cm³., en den barometerstand H cm.; dan is op het oogenblik dat wij de kraan van Babinet in werking brengen, de spanning der lucht in den ontvanger H_k cm. kwik als:

$$H_k = \frac{a}{v'} H.$$

Alleen de cilinder B kan nu in gemeenschap komen met den ontvanger; de cilinder A kan in gemeenschap komen alleen met den cilinder B . Als de zuiger in B naar boven gaat, en dus die in A naar beneden, is B in verbinding met den ontvanger, maar niet in gemeenschap met A . Gaat de zuiger in B naar beneden en die in A naar boven, dan is B in gemeenschap met A door het kanaal mn .

Men heeft door middel van de kraan van Babinet van de dubbelwerkende luchtpomp twee enkelwerkende luchtpompen gemaakt, waarvan de eene, bestaande uit den cilinder B met toebehooren, den ontvanger, en de andere, bestaande uit den cilinder A met toebehooren, de schadelijke ruimte in den cilinder B leegpompt.

De kleinste spanning die de lucht in de schadelijke ruimte van B kan verkrijgen is $\frac{a}{v'} H$ cm. kwik. Wordt nu de zuiger

in *B* naar boven gehaald en kwam er geen lucht uit den ontvanger in *B*, dan zou de spanning in *B* worden $\left(\frac{a}{v'}\right)^2 H$ cm. kwik.

Heeft de lucht in den ontvanger de spanning $\left(\frac{a}{v'}\right)^2 H$ cm. kwik verkregen, dan gaat er geen lucht uit den ontvanger meer naar *B*, en dit is dus de kleinste spanning, welke de lucht in den ontvanger verkrijgen kan.

De ervaring bevestigt deze uitkomst. Door de kraan van Babinet verkrijgt men een kleinere spanning dan die, welke men bij de gewone inrichting van de luchtpomp bereiken kan, maar de verklikker wijst aan, dat toch een eindtoestand ontstaat.

Wij hebben aangenomen dat de schadelijke ruimte in elk der cilinders even groot is; gewoonlijk echter zal de schadelijke ruimte in den cilinder *B* door de aanwezigheid van het kanaal *l* grooter zijn dan die in den cilinder *A*.

De kleinste spanning, welke de lucht in den ontvanger bij de beste luchtpompen en met behulp van de kraan van Babinet verkrijgen kan, is ongeveer 0,04 cm. kwik. Bij verschillende proeven wenscht men een spanning te bereiken veel kleiner dan 0,04 cm. kwik. In het zoogenaamde Torricellisch luchtledig van een goeden barometer is de spanning veel geringer; maar deze ruimte te gebruiken bij het doen van proeven is dikwijls niet mogelijk. Men is intusschen op het denkbeeld gekomen een ontvanger herhaaldelijk met een Torricellisch luchtledig in gemeenschap te stellen, en op deze wijze de spanning van de lucht tot een uiterst gering bedrag terug te brengen. Hierop berust de inrichting van de kwikluchtpomp van Geissler. Fig. 96 stelt een dergelijke pomp van eenvoudige constructie voor. Het hoofdbestanddeel is een verticaal geplaatste buis, die als barometerbuis dient. Van onderen is zij door een lange caoutchouc buis in verbinding met een reservoir, dat gevuld is met kwik. Dit reservoir kan een hooger en lager stand innemen. Aan het boven einde der barometerbuis bevindt zich een zoogenaamde driewegkraan. Zulk een kraan bevat een eerste dwarskanaal loodrecht op de lengteas der kraan, dat de geheele kraan doorsnijdt, en bovendien een tweede dwarskanaal dat loodrecht op de lengteas en loodrecht op het eerste kanaal is aangebracht; dit tweede kanaal reikt slechts van de buitenzijde tot het midden der kraan, terwijl de beide kanalen met elkander in gemeenschap zijn. Door middel van deze driewegkraan kan de barometerbuis

afwisselend in ver-
binding gebracht
worden met een
trechter aan de
rechterzijde van den
toestel en met een
buis aan de linker-
zijde, die naar den
ontvanger voert. In
deze laatstgenoemde
buis bevindt zich
een kraan, die wij de
linkerkraan zullen
noemen; in de buis
die de trechter met
de barometerbuis
vereenigt, is ook een
kraan, die wij de
rechterkraan zullen
noemen. Alle kra-
nen zijn van glas.
Aan de buis die naar
den ontvanger voert
is een verklikker
verbonden.

Is de ontvanger
met de linkerbuis
verbonden, dan sluit
men de linkerkraan;

de driewegkraan
wordt zoodanig ge-
steld dat de baro-
meterbuis in ge-

meenschap is met den trechter; de rechterkraan wordt geopend. Men brengt nu het kwikreservoir in den hoogsten stand, waarin het ook in de figuur is afgebeeld. De barometerbuis en een deel van den trechter vullen zich met kwik. Hierna wordt de rechterkraan gesloten en de driewegkraan zoodanig gesteld, dat de barometerbuis in gemeenschap komt met de linkerbuis. Het kwikreservoir wordt nu naar beneden gebracht en de spiegel in de barometerbuis daalt. Opent men de linkerkraan, zoo zal

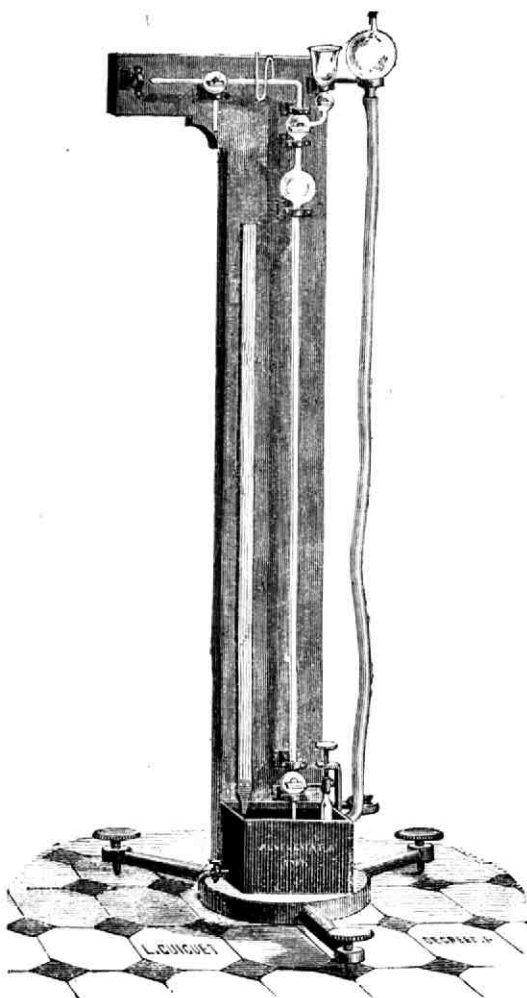


Fig. 96.

een deel der lucht uit den ontvanger zich in de barometerbuis begeven en de spiegel in de barometerbuis zal nog meer dalen. Hierop wordt de driewegkraan zoodanig gesteld, dat de barometerbuis in gemeenschap is met de buis welke naar den trechter voert. Terwijl de rechterkraan nog gesloten blijft, wordt het kwikreservoir in den hoogsten stand gebracht; de lucht in de barometerbuis wordt hierdoor samengeperst. Opent men nu de rechterkraan, zoo ontsnapt deze lucht door den trechter naar buiten en een deel van den trechter wordt opnieuw gevuld met kwik. De beschreven bewerking wordt nu herhaald.

Is de gebruikte kwik goed droog, zoodat geen waterdamp in den ontvanger komt, dan kan de spanning van de overblijvende lucht in den ontvanger zeer gering worden. Maar het is duidelijk dat de bewerking uiterst omslachtig is en veel tijd vereischt. Daarom maakt men gewoonlijk eerst gebruik van de gewone luchtpomp om den ontvanger zooveel mogelijk van lucht te ontdoen. Hiertoe is in de linkerkraan nog een doorboring, niet in gemeenschap met het hoofdkanaal der kraan. Bij een bepaalden stand van deze kraan is de ontvanger in gemeenschap met een naar beneden loopend buisje, dat naar de gewone luchtpomp kan voeren.

Nog eenvoudiger van inrichting is de kwikluchtpomp van Sprengel. Een verticaal geplaatste glazen buis reikt met het benedeneinde in een glazen bak; het bovineinde is door een korte dikwandige caoutchoucuis verbonden met een vrij groot kwikreservoir; een knijpkraan om de caoutchoucuis geeft gelegenheid naar omstandigheden het afvloeien van de kwik toe te laten of te verhinderen. Nabij het bovineinde der verticale glazen buis, minstens 80 cm. van het ondereinde verwijderd, ontspringt een zijbuis, die naar den ontvanger voert. Geeft men nu aan de kwik gelegenheid door de buis te stroomen, dan wordt lucht uit de zijbuis medegevoerd, eerst in talrijke luchtbellens, later in verminderd aantal. Zorgt men dat de afvloeiing van kwik geruimen tijd duurt, dan wordt de spanning der lucht in den ontvanger uiterst gering.

De verklaring van deze werking moet gezocht worden in den invloed, dien het uitstroomen der vloeistof heeft op het bedrag van de drukking per cm^2 . door de vloeistofmassa op den wand van het vat uitgeoefend. Door een redeneering overeenkomende met die in § 74 kan men aantoonen, dat als door een verticale buis, die overal dezelfde doorsnede heeft, vloeistof stroomt met

een soortelijke massa van s gram, en als de drukking per cm^2 . aan het benedeneinde der buis p_0 dynamen bedraagt, dat dan de drukking per cm^2 . in een punt, dat h cm. hooger gelegen is, bedraagt

$$p = p_0 - g h s.$$

Wanneer nu bij de Sprengelsche pomp de afstand van het onderende tot de zijbuis gelijk is aan den barometerstand of grooter, dan zal uit den ontvanger de lucht toestroomen zooals zij doen zou in een Torricellisch luchtledig.

Bunsen heeft op dergelijke wijze een waterluchtpomp ingericht, die veel in chemische laboratoria voor snel filtreren wordt gebruikt. De verticale buis moet hier intusschen veel langer zijn; als zij ongeveer 8 meter lang is, kan men de spanning van de lucht tot ongeveer een vierde atmosfeer doen dalen.

85. Perspomp. De perspomp dient om in een reservoir, dat wij ook ontvanger zullen noemen, lucht of ander gas samen te persen. Het hoofdbestanddeel is een cilinder, waarin een zuiger zich op en neer kan bewegen. In den zuiger bevindt zich geen klep. In den bodem van den cilinder zijn twee kegelvormige openingen, waarin kegelvormige stoppen juist passen. De rechterstop kan alleen naar beneden zich bewegende, de opening ontsluiten; de linkerstop kan alleen naar boven gaande de opening vrijmaken. Wil men in den ontvanger lucht samenpersen, dan

staat de buis, die in de linkeropening uitmondt, in verbinding met de buitenlucht; de buis die in de rechteropening uitmondt, staat in gemeenschap met den ontvanger. Heeft de zuiger zijn laagsten stand, dan zullen beide openingen gesloten zijn, de linkeropening omdat de stop door haar gewicht er inzinkt, de rechteropening omdat een veer de stop naar boven drukt. Haalt men den zuiger naar

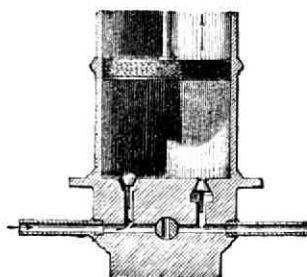


Fig. 97.

boven, dan wordt door de buitenlucht de linkerstop opgelicht en de cilinder vult zich met lucht. Drukt men daarna den zuiger naar beneden, zoo valt de linkerstop in de opening; de lucht onder den zuiger wordt samengeperst, waardoor de rechterstop

naar beneden gedreven wordt en de lucht onder den zuiger naar den ontvanger geraakt. Deze bewerking kan men herhalen.

Nemen wij aan dat geen schadelijke ruimte in den cilinder bestaat, dan kunnen wij gemakkelijk een uitdrukking vinden voor de spanning der lucht in den ontvanger na den n^{den} zuigerslag. Laat den inhoud van den ontvanger en de buis, die den cilinder met den ontvanger verbindt, v cm³. zijn; laat den cilinder bij den hoogsten stand van den zuiger een inhoud van v' cm³. hebben; laat oorspronkelijk den ontvanger gevuld zijn met lucht die dezelfde spanning heeft als de buitenlucht, stel H cm. kwik. Als de zuiger uit zijn laagsten in zijn hoogsten stand gebracht wordt, vult de cilinder zich met lucht, die een spanning heeft iets kleiner dan die der buitenlucht. Eenvoudigheidshalve nemen wij aan dat deze spanning gelijk is aan die der buitenlucht. Wij hebben dan $v + v'$ cm³. lucht van een spanning van H cm. kwik. Wordt de zuiger in zijn laagsten stand gebracht, dan wordt al deze lucht in een ruimte van v cm³. geperst; is de spanning dan geworden H_1 cm. kwik, zoo is

$$H_1 = H + \frac{v'}{v} H.$$

Is voor de tweede maal de zuiger in den hoogsten stand, zoo zal men hebben v cm³. lucht van de spanning H_1 cm. kwik in den ontvanger met buis. en v' cm³. lucht van de spanning H cm. kwik in den cilinder. Bereikt voor de tweede maal de zuiger zijn laagsten stand, dan zijn deze beide hoeveelheden lucht samengeperst in den ontvanger; is de spanning geworden H_2 cm. kwik, zoo is volgens § 82

$$vH_2 = vH_1 + v'H$$

of

$$H_2 = H_1 + \frac{v'}{v} H$$

of

$$H_2 = H + 2\frac{v'}{v} H.$$

Als de spanning der lucht in den ontvanger na den n^{den} zuigerslag H_n cm. kwik is, dan heeft men:

$$H_n = H_{n-1} + \frac{v'}{v} H$$

en dus

$$H_n = H + n \frac{v'}{v} H \dots \dots \dots (1)$$

Was deze vergelijking (1) volkomen juist, dan zou hieruit volgen, dat men de spanning der lucht in den ontvanger zoo groot kan maken als men wil door het aantal zuigerslagen te doen toenemen. Dit is in strijd met de waarneming. Het blijkt, dat als de spanning van de lucht in den ontvanger een zeker bedrag heeft gekregen, het verdere pompen geen lucht meer in den ontvanger brengt. Men schrijft dit toe aan het bestaan van een schadelijke ruimte. Is deze schadelijke ruimte a cm³. groot, dan kan men de grootste spanning berekenen, welke de lucht in den ontvanger kan verkrijgen. Indien toch de zuiger zijn hoogsten stand heeft, bevat de cilinder v' cm³. lucht van de spanning H cm. kwik. Deze lucht wordt bij het dalen van den zuiger samengeperst; intusschen zal eerst dan de rechteropening in den bodem van den cilinder toegang tot den ontvanger verleenen, als de spanning der lucht in den cilinder iets grooter is dan de spanning der lucht in den ontvanger; want zoolang dit niet het geval is, ondergaat de rechterstop een grooter drukking van beneden naar boven, dan van boven naar beneden. De grootste spanning welke de lucht onder den zuiger krijgen kan, wordt bereikt als alle lucht in de schadelijke ruimte is samengeperst, zonder de rechterstop naar beneden te drukken; de spanning van de lucht onder den zuiger wordt dan $\frac{v'}{a} H$ cm. kwik. Dit zal nu gebeuren, wanneer de lucht in den ontvanger ook deze spanning, althans nagenoeg heeft. Dan zal het pompen geen uitwerking meer hebben, geen lucht treedt meer den ontvanger binnen. De grootste spanning welke de lucht in den ontvanger krijgen kan is dus H_g cm. kwik, als

$$H_g = \frac{v_1}{a} H \dots \dots \dots (2).$$

Ook dubbelwerkende perspompen kunnen ingericht worden en dan is men met behulp van een inrichting overeenkomende met de kraan van Babinet in staat de spanning van de lucht in den ontvanger aanzienlijk grooter te maken dan mogelijk is bij de gewone inrichting.

86. Verschijnselen veroorzaakt door de spanning der buitenlucht.
Zooals reeds meermalen gezegd is, ondervindt de oppervlakte van een lichaam ten gevolge van den invloed der buitenlucht in elk punt een drukking per cm²., welke vrij aanzienlijk is. In het

dagelijksch leven merkt men hiervan weinig, omdat in alle punten van de oppervlakte van een voorwerp de drukking per cm^2 nage-noeg even groot is. Zoo is een dun vlies in staat de drukking der buitenlucht te verduren, omdat aan beide zijden de drukking dezelfde grootte heeft. Maar doet men aan de eene zijde de drukking verminderen, dan scheurt het weldra. Men kan bijv. een hollen glazen of koperen cilinder zonder bodem en zonder deksel op de plaat van een luchtpomp stellen, en hem van boven sluiten door middel van een stuk blaas, dat er stevig op gebonden wordt. De lucht binnen den cilinder heeft oorspronkelijk dezelfde spanning als de buitenlucht; de blaas ondergaat een drukking van beneden naar boven, even groot als de drukking welke zij van boven naar beneden ondervindt. Pompt men nu een deel der lucht binnen den cilinder weg, zoodat de spanning van de overblijvende lucht kleiner wordt dan die der buitenlucht, dan ziet men hoe de blaas naar binnen gedrukt wordt en ten slotte springt. Dit springen der blaas gaat gepaard met een sterken knal, een gevolg van de plotselinge toestrooming der buitenlucht binnen den cilinder.

Het menschelijk lichaam ondergaat ook in alle punten een drukking per cm^2 . De oppervlakte van een volwassen mensch is ongeveer 1,5 vierk. meter; de som van de drukkingen die zoo iemand van de buitenlucht ondergaat, is dus meer dan 15000 megadynamen. Maar de oppervlakte van het lichaam ondergaat niet alleen een drukking van buiten naar binnen, maar ook een drukking van binnen naar buiten, eensdeels ten gevolge van de gemeenschap der buitenlucht met het binnenste gedeelte van het lichaam, anderdeels ten gevolge van de aanwezigheid van gas-massa's in het bloed, enz. Dat werkelijk die drukking van binnen naar buiten bestaat, blijkt hieruit, dat als men de drukking van buiten naar binnen op een gedeelte van de oppervlakte van het lichaam vermindert, er op deze plaats een uitstulping optreedt. Hierop berust het zetten van koppen.

Wanneer twee lichamen tegen elkander gedrukt zijn, terwijl tusschen hen geen lucht of slechts lucht van geringe spanning zich bevindt, zoo zullen zij een geheel uitmaken, waarvan de deelen tegen elkander gehouden worden en meer of minder moeilijk te scheiden zijn. Vult men een glas geheel met water en brengt men er een stuk papier op, zoodanig dat geen lucht tusschen de watermassa en het stuk papier aanwezig is, dan zal men het glas kunnen omkeeren zonder dat het water uitvloeit. De buitenlucht

drukt het papier tegen het glas en de watermassa aan; het gewicht van de watermassa zal niet groot genoeg zijn om de drukking der buitenlucht te overwinnen.

Een duidelijk voorbeeld levert ook nog de proef met de zoogenaamde Maagdenburger halve bollen, welke zoo heeten naar Otto von Guericke (1602—1686), burgemeester van Maagdenburg, die het eerst deze proef inrichtte. Twee koperen halve bollen sluiten goed op elkander; de eene halve bol is voorzien van een ring, de andere van een buis met kraan, welke buis geschroefd kan worden op de buis van de luchtpomp. Zijn de halve bollen op elkander gebracht en verwijderd met het grootste gedeelte der lucht uit den aldus gevormden bol; sluit men daarna de kraan en neemt men den bol van de luchtpomp af, dan blijkt het bijna niet mogelijk te zijn de halve bollen van elkander te trekken. Laat men door het openen der kraan lucht toe, dan gelukt dit gemakkelijk.

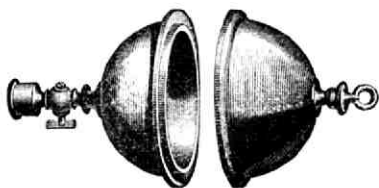


Fig. 98.

Men kan een uitdrukking vinden voor de kracht, waarmede men aan elk der halve bollen zou moeten trekken om ze te scheiden. Laat den straal van de buitenoppervlakte R cm. zijn en de spanning der buitenlucht H cm. kwik. De vervangende van alle drukkingen, welke de buitenoppervlakte van een der halve bollen ondervindt, is volgens § 59 gelijk aan de drukking, welke een vlakke wand, die dezelfde lijn tot grens heeft als de halve bol, van de buitenlucht zou ondervinden. Immers de drukking per cm^2 . is in alle punten van het halve boloppervlak even groot. Deze vervangende is dus $\pi R^2 H s g$ dynamen, als s gram de soortelijke massa van kwik is; zij heeft een richting loodrecht op het platte vlak dat de grenslijn van den halven bol bevat. Daar nog lucht binnen den halven bol gevonden wordt, blijkt de aanweziging van den verklikker, bijv. van een spanning van h cm. kwik, zoo ondergaat elke halve bol een drukking naar buiten. Is de straal van het binnenoppervlak r cm., zoo is de vervangende van deze naar buiten gerichte drukkingen $\pi r^2 h s g$ dynamen groot, en heeft een richting tegengesteld aan die der vervangende van de drukkingen naar binnen. De vervangende van de drukkingen naar binnen en de drukkingen naar buiten is dus $\pi (R^2 H - r^2 h) s g$ dynamen groot en naar binnen gericht. Wil men dus dezen halven

bol van den anderen scheiden, dan zal men hieraan moeten trekken met een kracht die grooter is dan $\pi(R^2H - r^2h)sg$ dynamen.

Wij hebben er vroeger reeds op gewezen dat een glazen klok op de plaat van een luchtpomp niet opgelicht kan worden als een groot deel der lucht er onder weggenomen is. Dit is ook een gevolg van de drukking der buitenlucht en geheel te vergelijken met het geval van de Maagdenburger halve bollen.

Bij de pipet of den steekhevel wordt gebruik gemaakt van de spanning der buitenlucht om een vloeistofmassa in een vat zonder bodem te houden. De pipet bestaat uit een glazen buis,



Fig. 99.

van onderen nauw toeloopend en die gewoonlijk een verwijd gedeelte heeft. Aan beide einden is deze buis open. Brengt men haar in een vat met water, zoo zal water binnen dringen en na eenige oogenblikken de spiegel binnen de pipet in hetzelfde horizontale vlak liggen als de spiegel buiten de pipet. Hierna sluit men met den vinger de pipet aan de bovenzijde; er bevindt zich dan een zekere hoeveelheid water in en bovendien is een hoeveelheid lucht afgesloten, die dezelfde spanning bezit als de buitenlucht. Neemt men nu de pipet uit het vat met water, dan zal een klein deel van het water uitvloeien maar het grootste gedeelte blijft er in; eerst als men de afsluiting van boven opheft en de buitenlucht vrijen toegang verkrijgt, vloeit deze watermassa naar buiten. De verklaring hiervan is gemakkelijk te geven.

Wanneer de spanning der lucht boven de watermassa in de pipet gelijk is aan die der buitenlucht, ondervindt het onderste waterlaagje een drukking van boven naar beneden, die grooter is dan de drukking welke het van beneden naar boven ondergaat, en treedt daarom naar buiten. Maar is de luchtmassa in de pipet afgesloten van de buitenlucht, dan wordt door het uitvloeien van een deel van het water het volume der opgesloten lucht grooter en dus haar spanning kleiner. Is deze spanning zoo klein geworden, dat de onderste waterlaag een drukking van boven naar beneden ondergaat even groot als de drukking, welke de buitenlucht er van beneden naar boven op uitoefent, zoo houdt het uitstroomen op. Is de spanning der buitenlucht H cm. kwik, de spanning der lucht in de pipet

H' cm. kwik, de afstand van het ondereinde der pipet tot den vloeistofspiegel er binnen h cm.; is de soortelijke massa van kwik s gram en de soortelijke massa van water bij de bestaande temperatuur s' gram, zoo zal de evenwichtstoestand bereikt zijn als:

$$H = H' + h \frac{s'}{s}$$

Het is noodig dat het ondereinde der pipet nauw toeloopt, omdat anders de buitenlucht bij de geringste vormverandering van de onderste vloeistoflaag naar binnen dringt.

87. Waterpompen. Ook bij de werking van de gewone waterzuigpomp speelt de spanning der buitenlucht een groote rol. Het hoofdbestanddeel van de pomp is een cilinder, die de pompbuis genoemd wordt, en waarin zich een zuiger kan bewegen. Van den bodem der pompbuis voert een buis, de zoogenaamde zuigbuis, naar een waterreservoir. In den zuiger zijn een of twee kanalen, gesloten door kleppen die naar boven kunnen opengaan; bovendien vindt men een klep, de zoogenaamde hartklep, die de gemeenschap tusschen pompbuis en zuigbuis verbreekt en alleen naar boven geopend kan worden. Boven de plaats waar de zuiger zijn hoogsten stand bereikt, is aan de pompbuis de afvoerbuis aangebracht.

Laat ons aannemen dat oorspronkelijk de geheele toestel met lucht gevuld is en de spiegel binnen de zuigbuis in hetzelfde horizontale vlak ligt als de spiegel in het waterreservoir. Heeft de zuiger zijn laagsten stand en wordt hij naar boven gehaald, zoo zal de lucht in de zuigbuis aanwezig, zich over een grooter ruimte gaan verspreiden en een kleiner spanning krijgen. De spiegel in de zuigbuis stijgt, daar op den spiegel van het reservoir de buitenlucht drukt. Daalt de zuiger, zoo wordt de lucht die in de

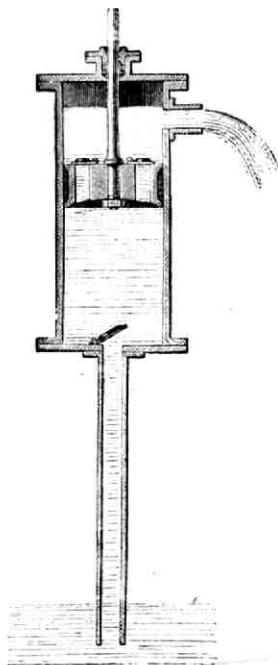


Fig. 100.

pompbuis gekomen is, uitgedreven. Gaat de zuiger opnieuw naar boven, dan zal een deel der lucht die nog in de zuigbuis overgebleven is, in de pompbuis komen; de spanning van de lucht in de zuigbuis wordt wederom kleiner, de spiegel in de buis stijgt opnieuw. Eindelijk zal het water in de zuigbuis tot aan de klep zijn gestegen; wordt dan wederom de zuiger naar boven gehaald, zoo dringt het water binnen de pompbuis. Bij het neerdrukken van den zuiger komt nu het water door de kanalen in den zuiger boven den zuiger; bij het ophalen van den zuiger stroomt het uit de afvoerbuis weg.

Intusschen mag de verticale afstand van den bodem der pompbuis tot den spiegel van het waterreservoir een zeker bedrag niet overschrijden. Stel dat de zuigbuis volkomen luchtleedig was en de spanning van den waterdamp onmerkbaar klein, dan zou bij een barometerstand van 76 cm. de verticale afstand tusschen den spiegel in de zuigbuis en den spiegel in het reservoir niet grooter dan ongeveer $76 \times 13,6$ cm. of ongeveer 10 meter kunnen worden. In werkelijkheid mag zelfs bij de beste pompen de verticale afstand van den bodem der pompbuis tot den spiegel in het reservoir niet grooter dan 9 meter zijn.

Is nog geen water in de pompbuis gedrongen, dan werkt de pomp als luchtpomp. In den regel is de sluiting der kleppen en de sluiting van den zuiger in de pompbuis niet voldoende om de buitenlucht geheel uit de ruimte onder den zuiger te weren. Vandaar dat als de pomp zoogenaamd afgeloopt is, dat wil zeggen als de pompbuis en de zuigbuis gevuld zijn met lucht, men eenige moeite heeft de pomp aan den gang te krijgen. Door water van boven in de pompbuis te gieten en zoodoende pompbuis en zuigbuis van de buitenlucht af te sluiten, kan men het in werking brengen van de pomp bespoedigen.

Staat het water tot aan de uitstroombingsopening en laat men het gewicht van den zuiger en de wrijving buiten rekening, dan is de kracht noodig om den zuiger op te heffen, onafhankelijk van de plaats die de zuiger inneemt. Drukken wij de spanning van de buitenlucht gemakshalve uit in centimeters water, en laat zij H cm. water bedragen; is de doorsnede van de pompbuis d cm²., de verticale afstand van den zuiger tot den waterspiegel in het reservoir h_1 cm., de verticale afstand van de uitstroombingsopening tot den zuiger h_2 cm., en nemen wij voor de soortelijke massa van water bij benadering 1 gram aan, dan ondervindt de zuiger van beneden naar boven een drukking van P dynamen als

$$P = (H - h_1) dg$$

en van boven naar beneden een drukking van P_1 dynamen als

$$P_1 = (H + h_2) dg.$$

De aan te brengen kracht is dus Q dynamen als

$$Q = P_1 - P = (h_1 + h_2) dg = h dg,$$

waarin h cm. de verticale afstand is van de uitstroomingsopening tot den waterspiegel in het reservoir.

Door middel van de gewone zuigpomp kan men het water niet tot een groote hoogte opvoeren, tenzij men aan de pompbuis ongeschikt groote afmetingen geeft. Voor het opvoeren van water tot aanzienlijke hoogte boven het reservoir maakt men liever gebruik van de zoogenaamde perspomp. Het hoofdbestanddeel is wederom een cilinder, waarin zich een zuiger bewegen kan. In den zuiger bevinden zich geen kanalen; de zuiger is massief. Van den bodem der pompbuis voert de zuigbuis naar het waterreservoir; de zuigbuis kan door een klep gesloten worden, welke zich alleen naar boven kan openen. Van den zijwand aan het benedeneinde der pompbuis gaat een buis uit, de stijgbuis genoemd, welke het water naar boven voert; deze is gesloten door een klep, welke alleen naar buiten geopend kan worden.

Zijn oorspronkelijk de pompbuis, de zuigbuis en de stijgbuis gevuld met lucht, zoodat de spiegel binnen de zuigbuis met den spiegel van het reservoir in hetzelfde horizontale vlak ligt, en heeft de zuiger zijn laagsten stand, dan zal bij het naar boven halen van den zuiger de klep die de zuigbuis sluit zich openen en een deel der lucht uit de zuigbuis zich in de pompbuis begeven. Bij het neerdrukken van den zuiger ontsnapt deze lucht door de stijgbuis. Is het water tot in de pompbuis gestegen, zoo wordt, als de zuiger naar beneden gaat, het water in de stijgbuis geperst. Hoe hooger het water in de stijgbuis komt hoe sterker de klep, die de gemeenschap tusschen pompbuis en stijgbuis verbreekt, tegen den wand van de pompbuis wordt ge-

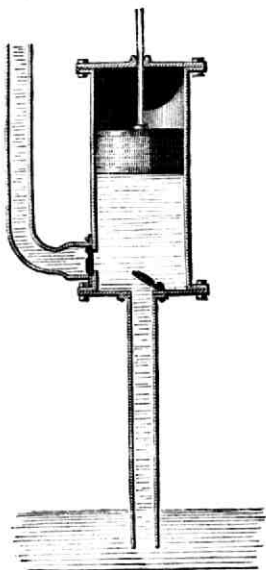


Fig. 101.

drukt, en hoe beter deze afsluiting is wanneer de zuiger wederom naar boven wordt gehaald. Men zal dan ook op den zuiger een zeer aanzienlijke drukking moeten uitoefenen om hem naar beneden te krijgen. Eerst als de klep der stijgbuis een drukking van rechts naar links ondergaat die grooter is dan de drukking welke zij van links naar rechts ondervindt, zal opnieuw water in de stijgbuis gebracht kunnen worden. Is de drukking die men op den zuiger kan uitoefenen groot genoeg en de sluiting van den zuiger in de pompbuis voldoende, dan kan men het water zoo hoog opdrijven als men wil. Natuurlijk mag de verticale afstand van den bodem der pompbuis tot den spiegel in het reservoir niet grooter zijn dan 9 meters.

Een eenigszins gewijzigde dubbelwerkende perspomp is de brandspuit. In elk der pompbuizen kan een zuiger op en neer gaan; als de linkerzuiger naar boven gaat, beweegt zich de rechterzuiger naar beneden. Het reservoir bestaat hier in een bak met water, die de pompbuizen omgeeft. Het water wordt nu

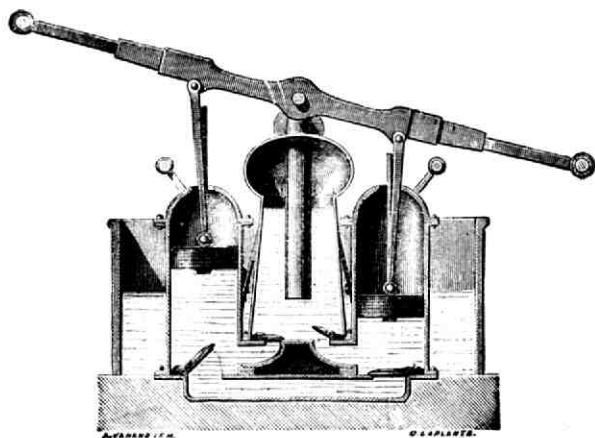


Fig. 102.

geperst in den zoogenaamden windketel, een gesloten metaalvat, waarin luchtaanwezig is. Die lucht wordt samengeperst en krijgt een aanzienlijke spanning. Een afvoerbuis reikt tot nabij den bodem van den windketel. Ten gevolge van de drukking door de samengeperste lucht uitgeoefend op den waterspiegel in den windketel, wordt het water uitgedreven. Op deze wijze krijgt men uit de afvoerbuis een onafgebroken straal.

88. **Hevel.** Wil men een vloeistofmassa uit een hooger geplaatst vat in een lager geplaatst vat overbrengen, dan kan men hiervoor gebruik maken van een zoogenaamden hevel. De

hevel bestaat uit een U-vormige of uit een tweemaal omgebogen buis *CDEF*, waarvan het eene been gewoonlijk langer is dan het andere. Wil men bijv. uit den bak *AB* water afvoeren, zoo wordt de hevel eerst met water gevuld en met het korte been *DC* in de watermassa geplaatst, terwijl de opening *F* van het andere been met den vinger wordt gesloten. Neemt men den vinger weg, zoo stroomt het water uit en kan in een tweeden bak opgevangen worden. Het uiteinde van het lange been kan ook in een bak met water ondergedompeld worden; toch zal het water zoolang uit den bak *AB* in dezen tweeden bak vloeien totdat de waterspiegels in hetzelfde horizontale vlak gelegen zijn. Dan is de evenwichtstoestand bereikt. Wordt vervolgens een der waterspiegels boven den anderen gebracht, zoo begint opnieuw het overvloeien van water en wel van den bak met den hoogsten spiegel naar den bak met den laagsten spiegel.

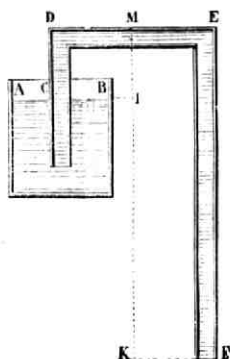


Fig. 103.

Tot verklaring van het verschijnsel beschouwen wij een laagje *M* in het gedeelte *DE* van den hevel. Bevond zich in *M* een vast tusschenschot, dan zou er evenwicht kunnen zijn, terwijl de geheele hevel gevuld is. Door de drukking der buitenlucht zou de vloeistofmassa zoowel ter linkerzijde als ter rechterzijde van het tusschenschot in de buis blijven. Dan zou het tusschenschot bij een doorsnede van d cm². een drukking van links naar rechts ondergaan van $(Hs - as')dg$ dynamen, als *H* cm. de barometerstand, *a* cm. de verticale afstand *MI* van het zwaartepunt van het tusschenschot tot den spiegel *AB*. *s* gram de soortelijke massa van kwik en *s'* gram de soortelijke massa van water bij de bestaande temperatuur is. Was *b* cm. de verticale afstand *MK* van het zwaartepunt van het tusschenschot tot den spiegel *F*, dan zou het tusschenschot een drukking van rechts naar links ondergaan van $(Hs - bs')dg$ dynamen. De vervangende van deze twee drukkingen zou een drukking zijn van links naar rechts, groot $(b - a)s'dg$ dynamen. Was het tusschenschot vast, dan zou door zijn verbinding met andere deelen van den toestel de noodige tegenstand geleverd worden. Maar stellen wij ons dit vaste tusschenschot vervangen voor door een bewegelijk waterlaagje, dan kan er geen evenwicht zijn; het waterlaagje stelt zich in beweging

van links naar rechts. De naastliggende laagjes volgen onder den invloed van de drukking der buitenlucht en de geheele vloeistof-massa in den hevel geraakt in beweging. Alleen wanneer men een hevel had, waarvan elk der beenen langer dan ongeveer 10 meter was, zou het gebeuren dat de watermassa in den hevel zich in twee deelen splitste en daarna in rust kwam.

Wordt $b - a = 0$ en dus $(b - a)s'dg = 0$, dan heeft men den evenwichtstoestand. Daar $b - a$ cm. de afstand IK is, zal dit gebeuren, wanneer de vloeistofspiegels der beide vaten in hetzelfde horizontale vlak gelegen zijn.

Om den hevel gemakkelijk te vullen, brengt men onder aan het lange been een zijbuis aan, die naar boven gaat. Terwijl het korte been in een bak met water geplaatst is en het ondereinde van het lange been met den vinger is afgesloten, zuigt men uit de zijbuis eenige lucht weg, waardoor het water in het korte been opstijgt en weldra den hevel vult.

89. **Flesch van Mariotte.** Indien men een open vat met water heeft en in den bodem of in den zijwand een opening, dan weten wij uit § 74 dat de waterdeeltjes met een snelheid $\sqrt{2gh}$ uittreden, zoo h cm. de verticale afstand is van de uitstroombingsopening tot den spiegel. Bij het uitstroomen daalt

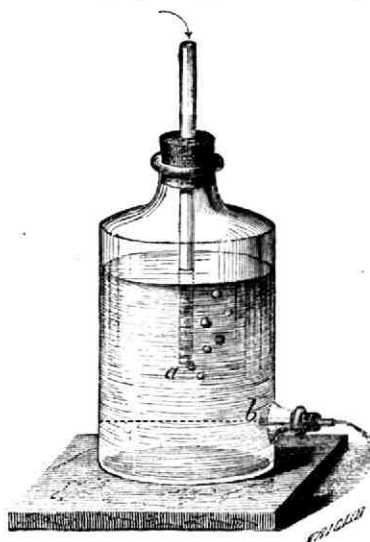


Fig. 104.

intusschen de spiegel, indien hij niet door een bijzondere inrichting op dezelfde hoogte gehouden wordt; de afstand van de uitstroombingsopening tot den spiegel wordt kleiner en hiermede neemt de snelheid af, welke de deeltjes bij uitstroombing hebben. Mariotte (1620—1684) heeft een toestel ingericht, waardoor men een nagenoeg standvastige uitstroombingssnelheid verkrijgt. Het bestaat uit een flesch, die in den zijwand een opening b heeft; de flesch is gedeeltelijk bijv. met water gevuld en gesloten door een kurk, waardoor een aan beide einden open buis gaat. Het ondereinde a der buis reikt

beneden den vloeistofspiegel. Sluit men met den vinger het boven-einde dezer buis, zoo zal uit b eenig water kunnen wegvloeien, maar spoedig houdt dat op. Oorspronkelijk had de lucht binnen de flesch dezelfde spanning als de buitenlucht; maar deze spanning vermindert; wij hebben een geval, geheel overeenkomende met dat van de pipet. Is de spanning der buitenlucht H cm. water, de spanning van de lucht in de flesch opgesloten H' cm. water; de afstand van de opening b tot den spiegel h cm., de doorsnede van de uitstroombuis d cm²., en nemen wij voor de soortelijke massa van water bij benadering 1 gram aan, dan ondervindt het waterlaagje in de opening b een drukking van buiten naar binnen van Hdg dynamen; van binnen naar buiten een drukking van $(H' + h)dg$ dynamen. De drukking waaronder het waterlaagje uitstroomt, is P dynamen, zoo

$$P = (H' - H + h) dg \dots \dots \dots (1)$$

Wordt $P = 0$ zoo houdt het uitstroomen op. Dit geschiedt spoedig als het boven-einde der buis wordt gesloten; maar laat men de buitenlucht vrij tot de buis toe, dan krijgt men het volgende. Daar de spanning der opgesloten lucht kleiner wordt dan die der buitenlucht, daalt de spiegel in de buis beneden den spiegel in de flesch. Is de verticale afstand dezer spiegels x cm., dan zou alleen evenwicht kunnen bestaan als

$$H = H' + x \dots \dots \dots (2)$$

Wordt aan deze vergelijking niet voldaan, dan blijft de spiegel binnen de buis dalen. Daar H' voortdurend kleiner wordt, zal de spiegel eindelijk gedaald zijn tot het onder-einde a der buis; is de verticale afstand van a tot den spiegel in de flesch l cm., zoo zal dit plaats hebben als

$$H = H' + l$$

en dus

$$H' = H - l \dots \dots \dots (3)$$

Wat gebeurt er indien H' nog kleiner wordt? De spiegel in de buis kan niet meer dalen; maar de buitenlucht zal tot even beneden de buis doordringen en een luchtbel zal in de vloeistof-massa opstijgen. Hierdoor zal de spanning van de opgesloten lucht iets grooter worden en de buitenlucht voor een oogenblik niet verder kunnen komen dan de onderzijde van de buis. Maar spoedig zal door het stroomen van water uit de opening b de spanning der opgesloten lucht weer afgenomen zijn; opnieuw

dringt de buitenlucht door tot beneden het einde a der buis en een nieuwe luchtbel stijgt op. Binnen nauwe grenzen zal dus de spanning der lucht die in de flesch opgesloten is, zoodanig blijven dat aan de vergelijking (3) voldaan wordt. Wel neemt H' voortdurend toe en neemt l af, maar de waarde $H' + l$ blijft nagenoeg onveranderd; gedurende een oogenblik wordt $H' + l < H$; dan stijgt een bel op en $H' + l$ wordt gelijk aan H ; dan wordt $H' + l$ weer iets kleiner dan H enz. Houdt men met deze kleine schommeling geen rekening, dan is het duidelijk dat het waterlaagje bij b uitstroomt onder een drukking van P dynamen, als

$$P = (h - l) dg \dots \dots \dots (4)$$

Zoowel h als l veranderen, maar de waarde $h - l$ blijft dezelfde. Deze drukking is even groot als de drukking, waaronder een waterlaagje van dezelfde afmetingen uit een open vat zou stroomen, indien de afstand van de uitstroombingsopening tot den spiegel $h - l$ cm. bedroeg. De snelheid van uitstroombing is dus volgens de wet van Torricelli v eenheden, zoo

$$v = \sqrt{2g(h - l)} \dots \dots \dots (5)$$

en daar $h - l$ standvastig blijft is ook de snelheid van uitstroombing standvastig wanneer eenmaal de spiegel binnen de buis tot het einde a gedaald is en de spiegel in de flesch het einde a nog niet heeft bereikt.

Liggen a en b in hetzelfde horizontale vlak, dan is $h - l = 0$, en geen water stroomt uit wanneer eenmaal de buis gevuld is met lucht; ligt a beneden b , zoo stroomt water uit tot de spiegel binnen de buis met de uitstroombingsopening in hetzelfde horizontale vlak ligt, en dan niet meer.

90. Bepaling van de soortelijke massa van gassen. De massa van een kub. cent. gas is afhankelijk niet alleen van den aard van het gas, maar ook van zijn temperatuur en zijn spanning. Zoo kan men spreken van de soortelijke massa van waterstof bij een temperatuur van 20° en een spanning van 80 cm. kwik. Men is overeengekomen, als geen temperatuur en geen spanning genoemd worden, onder de soortelijke massa van een gas te verstaan de soortelijke massa van dat gas bij een temperatuur van 0° en bij een spanning van 76 cm. kwik.

Regnault heeft tot heden de nauwkeurigste bepalingen gedaan omtrent de soortelijke massa van verschillende gassen. Hierto

maakte hij gebruik van twee glazen ballons *A* en *B* met hetzelfde uitwendige volume. Of het uitwendige volume van den eenen ballon gelijk was aan dat van den anderen, onderzocht hij door de opwaartsche drukkingen te meten welke zij respectievelijk in water ondervonden; deze behoorden aan elkander gelijk te zijn. Wilde hij de soortelijke massa van lucht bepalen, dan werd de ballon *A*, die een inhoud had van ongeveer 10 kub. decim. en voorzien was van een koperen monteerstuk met kraan, gevuld met zuivere lucht. De buitenlucht bevat altijd waterdamp en ook koolzuur. De lucht, die oorspronkelijk in den ballon aanwezig was, kon dus niet beschouwd worden als volkomen zuiver. De ballon werd dan ook met behulp van de luchtpomp zoover mogelijk leeggepompt; daarna werd lucht uit den dampkring toegelaten, die intusschen voordat zij den ballon binnentrad, gedwongen werd door een buis te stroomen gevuld met calciumhydroxyde, en vervolgens door een buisje gevuld met stukjes puimsteen, welke met zwavelzuur bevochtigd waren. Het calciumhydroxyde heeft de eigenschap koolzuur op te nemen, terwijl het zwavelzuur waterdamp tot zich trekt. Was de ballon op deze wijze gevuld, dan werd hij opnieuw leeggepompt en opnieuw werd zuivere lucht toegelaten. Deze bewerking werd 20 tot 30 maal herhaald; op den binnenwand van zulk een ballon wordt in den regel een dun laagje water gevonden, dat er uit verwijderd moet worden; de verdamping van dit laagje werd door het leegpompen van den ballon bevorderd.

Ten slotte werd de ballon *A* geplaatst in smeltend ijs en bij een temperatuur van 0° met zuivere lucht gevuld; deze lucht had dan een temperatuur van 0° en een spanning gelijk aan die der buitenlucht, stel H cm. kwik. De kraan werd gesloten. De ballon *A* werd aan de eene schaal van een balans gehangen en de ballon *B* aan de andere schaal. In de volgende paragraaf zullen wij bespreken, waarom van dezen tweeden ballon *B*, die hetzelfde uitwendige volume heeft als *A*, gebruik werd gemaakt. Het juk werd met behulp van stukjes koper of andere voorwerpen in den horizontalen evenwichtsstand gebracht. Daarna werd de ballon *A* wederom in smeltend ijs geplaatst en leeggepompt, zoo volkomen mogelijk. Blijkens de aanwijzing van den verklikker bedroeg de spanning van de overblijvende lucht h cm. kwik. De kraan werd gesloten, de ballon met zorg afgedroogd en weer aan de eene schaal der balans opgehangen. Het juk sloeg door aan den kant van den ballon *B*; maar nu werden op de schaal, waaraan *A*

hing, zooveel geijkte stukjes gebracht, dat het juk in den horizontalen evenwichtsstand terugkeerde. De massa van deze stukjes bedroeg p gram; dan was p gram ook de massa van de weggepompte lucht.

De inhoud van den ballon bij 0° werd nauwkeurig bepaald; hiertoe werd hij bij 0° gevuld met water en de massa van dit water gezocht; daar de soortelijke massa van water bij 0° bekend was, kon men den inhoud van den ballon bij 0° vinden, stel v cm³.

Bij het begin der proef bevond zich in den ballon een hoeveelheid lucht, die bij een spanning van H cm. kwik een volume van v cm³. bezit; bij het einde der proef een hoeveelheid lucht, die bij een spanning van h cm. kwik een volume van v cm³. heeft. Men had dus uit den ballon een hoeveelheid lucht weggepompt, die bij een spanning van $H-h$ cm. kwik een volume van v cm³. heeft; de massa van deze hoeveelheid lucht is p gram. Indien de spanning niet geweest was $H-h$, maar 76 cm. kwik, dan zou volgens de wet van Boyle het volume van deze hoeveelheid lucht geweest zijn $\frac{H-h}{76}v$ cm³.; dus heeft $\frac{H-h}{76}v$ cm³. lucht van een temperatuur 0° en een spanning van 76 cm. kwik een massa van p gram. Is de soortelijke massa van lucht s gram, dan is

$$s = \frac{76}{H-h} \frac{p}{v} \dots\dots\dots (1)$$

Men kan dezelfde methode volgen tot het bepalen van de soortelijke massa van een ander gas. Men pompt den ballon zoover mogelijk leeg en vult hem daarna bijv. met waterstof uit een reservoir dat zuivere samengeperste waterstof bevat; vervolgens pompt men weer leeg en voert opnieuw waterstof toe enz.

Is de soortelijke massa van een gas bij een temperatuur van 0° en een spanning van 76 cm. kwik s gram, en de soortelijke massa van datzelfde gas bij een temperatuur van 0° en een spanning van H cm. kwik s_H gram, dan kan men een betrekking tusschen de grootheden s en s_H vinden. Een hoeveelheid gas, die bij een spanning van H cm. kwik een volume van 1 cm³. bezit, zal bij een spanning van 76 cm. kwik een volume van $\frac{H}{76}$ cm³. innemen; $\frac{H}{76}$ cm³. van een spanning van 76 cm. kwik hebben dus een massa van s_H gram; daarom is

$$s = \frac{76}{H} s_H$$

en

$$s_H = \frac{H}{76} s \dots\dots\dots (2)$$

Kent men dus de soortelijke massa van een gas bij 0° en een spanning van 76 cm. kwik, zoo kan men door een eenvoudige berekening de soortelijke massa van dit gas bij 0° en een willekeurig gekozen andere spanning vinden.

Wij laten hier een lijstje volgen, waarin de soortelijke massa van eenige gasen is opgenomen, volgens de bepalingen van Regnault.

Lucht.....	0,0012932	Chloor.....	0,0031328
Zuurstof.....	0,0014298	Koolzuur.....	0,0019774
Waterstof.....	0,00008957	Zwaveligzuur..	0,0027289
Stikstof.....	0,00125615	Ammonia.....	0,0007697

In § 75 hebben wij gezien dat als de soortelijke massa van een gas s gram bedraagt, als elke vierk. cent. van den vlakken wand van het vat waarin het gasvormig lichaam is opgesloten, een drukking ondergaat van p dynamen, en als de snelheid van alle gasdeeltjes u is, de betrekking bestaat

$$u = \sqrt{\frac{3p}{s}}.$$

De kennis van de soortelijke massa der gasen stelt ons in staat de snelheid te berekenen van de gasdeeltjes bij de temperatuur van 0°. Hebben wij bijv. een vat met zuurstof van een spanning van 76 cm. kwik, dan ondergaat elke vierk. cent. van den vlakken wand een drukking van $p = 76 \times 13,59 \times 981$ dynamen; de soortelijke massa van zuurstof is 0,0014298 gram; en dus is bij 0° de snelheid van een zuurstofdeeltje (als namelijk alle zuurstofdeeltjes dezelfde snelheid bezitten)

$$u = \sqrt{\frac{3 \times 76 \times 13,59 \times 981}{0,0014298}}.$$

De waarde van u is hier ongeveer 46100. Zoo vindt men voor waterstofdeeltjes bij een temperatuur van 0° een snelheid 184300.

91. Opwaartsche drukking ondervonden door een lichaam in de lucht. Baroscoop. Elk deel van de oppervlakte van een

lichaam dat in de buitenlucht geplaatst is, ondervindt een drukking. Indien de drukking per cm^2 . in alle punten even groot was, dan zou de vervangende van al deze drukkingen nul zijn. Hoewel men nu dikwijls er geen rekening mede houdt, is toch in werkelijkheid de drukking per cm^2 . in lager gelegen punten grooter dan in hooger gelegene; de vervangende van alle drukkingen die de buitenoppervlakte van een lichaam ondervindt, is dan ook niet nul, maar een verticaal naar boven werkende kracht gelijk aan het gewicht van een volume lucht, even groot als het volume van het lichaam; de lijn waarlangs zij werkt, gaat door het zwaartepunt van het meekundige lichaam, dat denzelfden vorm als het beschouwde lichaam heeft. In het algemeen: Wanneer een lichaam in een gasmassa geplaatst is, ondergaat het een opwaartsche drukking gelijk aan het gewicht van een volume van dat gas, even groot als het volume van het lichaam. Dit rechtstreeks door proeven te bewijzen is niet goed mogelijk; maar men heeft alle gevolgtrekkingen, die men uit deze wet heeft afgeleid, bewaarheid gevonden, en zoo is men tot het besluit gekomen dat de wet juist is.

Bij nauwkeurige massabepalingen door middel van de balans heeft men met deze wet rekening te houden. Dit kan men met den toestel afgebeeld in figuur 105 duidelijk maken. Aan het eene einde van een juk is een holle koperen bol gehangen, geheel gesloten; aan het andere einde een massief koperen bolletje; het massieve bolletje heeft een straal veel kleiner dan die van den

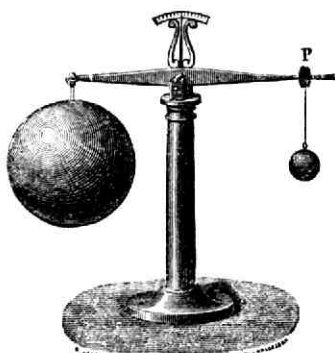


Fig. 105.

hollen bol. Laat ons onderstellen dat het juk den horizontalen evenwichtsstand heeft; mag men dan aannemen, dat als het juk aan de eischen voldoet, die men aan een goed juk stelt, de massa van den hollen bol gelijk is aan de massa van den massieven bol? Laat de massa van den hollen bol m gram zijn, de massa van het massieve bolletje m' gram; het uitwendig volume van den hollen bol v cm^3 ., dat van het massieve bolletje v' cm^3 .; de massa van 1 cm^3 . buitenlucht s gram, dan zal als het juk in den horizontalen evenwichtsstand is mg niet gelijk $m'g$ zijn, maar

$$(m - vs)g = (m' - v's)g \dots \dots \dots (1)$$

of

$$m - vs = m' - v's \dots \dots \dots (2)$$

Daar $v > v'$ is de massa van den hollen bol grooter dan die van het massieve bolletje. Dit komt duidelijk voor den dag als de toestel van figuur 105 onder de klok van een luchtpomp geplaatst wordt en men de lucht voor het grootste deel wegneemt. De opwaartsche drukking die de holle bol ondergaat, neemt af en evenzoo de opwaartsche drukking die het massieve bolletje ondervindt, daar de massa van 1 cm³. der omgevende lucht kleiner wordt. Maar de vermindering van de opwaartsche drukking is voor den hollen bol grooter dan voor het massieve bolletje. Wij zien dan ook dat het juk doorslaat aan de zijde van den hollen bol.

Het juk van figuur 105 zal alleen bij een bepaalde waarde van de massa van 1 cm³. der buitenlucht in den horizontalen evenwichtsstand staan; wordt door verandering van den barometerstand of door verandering van de hoeveelheid waterdamp in de lucht de massa van 1 cm³. der buitenlucht kleiner, zoo slaat het juk aan de zijde van den hollen bol door. Dit is de reden, waarom men aan den toestel afgebeeld in figuur 105 den naam geeft van baroscoop, in welk woord uitgedrukt is dat men aan den stand van het juk zien kan of het gewicht van 1 cm³. der buitenlucht grooter of kleiner is dan het aangenomen normale gewicht, waarbij het juk in den horizontalen evenwichtsstand verkeert.

Bij een massabepaling door middel van de balans behoorde dus de balans met de voorwerpen in het luchtledig te staan, als men uit den horizontalen evenwichtsstand van het juk zou willen besluiten tot de gelijkheid der massa's van de voorwerpen in de schalen. Doch dit is moeilijk te verwezenlijken. Daarom getroost men zich een kleine berekening, terwijl men de massabepaling in de lucht verricht. Laat ons aannemen dat van het voorwerp A de massa bepaald moet worden en men althans bij benadering de soortelijke massa van de stof waaruit A bestaat kent, stel s gram; noemt men van A de massa x gram, dan is zijn volume $\frac{x}{s}$ cm³.; is de massa van 1 cm³. der buitenlucht s' gram (wij zullen later bespreken hoe men deze bepaalt), dan is de opwaartsche drukking door A ondervonden $x \frac{s'}{s} g$ dynamen. Laat de geijkte

stukjes, die in de andere schaal geplaatst worden om het juk in den horizontalen evenwichtsstand te brengen, een massa hebben van p gram, terwijl de soortelijke massa van de stof, waarvan zij vervaardigd zijn, s'' gram bedraagt. Het volume van de geijkte stukjes is dan $\frac{p}{s''} \text{ cm}^3$. en de opwaartsche drukking door hen ondervonden $p \frac{s'}{s''} g$ dynamen. Wij hebben dan de vergelijking:

$$\left(x - x \frac{s'}{s}\right) g = \left(p - p \frac{s'}{s''}\right) g \dots \dots \dots (3)$$

of

$$x = \frac{1 - \frac{s'}{s''}}{1 - \frac{s'}{s}} p \dots \dots \dots (4)$$

Om aan den invloed van de verandering te ontkomen, die in den loop der proeven de massa van 1 cm^3 . der buitenlucht kan ondergaan, gebruikte Regnault bij de proeven in de vorige paragraaf beschreven, een ballon B , die hetzelfde uitwendige volume bezat als de ballon A . Hij moest de massavermindering leeren kennen, die de ballon A met zijn inhoud ondergaat door het wegpompen van een deel der opgesloten lucht. Hij bepaalde hiertoe de massa van de geijkte stukjes, waarmede hij de schaal waaraan de ballon A hing, belasten moest, om den horizontalen evenwichtsstand te herstellen. Maar alleen als de mogelijke verandering van de opwaartsche drukking geen invloed kon hebben op den stand van het juk, mocht hij de massa van deze geijkte stukjes beschouwen als de massa van de uitgepompte lucht. Indien nu aan de andere schaal der balans een ballon B hangt die hetzelfde uitwendige volume heeft als de ballon A , dan is het duidelijk, dat de stand van het juk niet afhankelijk is van de massa van 1 cm^3 . der buitenlucht.

Is de opwaartsche drukking door een lichaam in de buitenlucht ondervonden grooter dan zijn gewicht, dan stijgt het als het aan zich zelf wordt overgelaten. Dit is het geval bij een luchtballon.

92. Uitstrooming van gasvormige lichamen. Wanneer in een vat zich een gasvormig lichaam bevindt van een spanning grooter dan die der buitenlucht, en men maakt een opening in den

wand, bijv. met behulp van een kraan, dan stroomt van dit gas naar buiten. De snelheid van een gaslaagje op het oogenblik waarop het de opening verlaat, is $\sqrt{2gl}$ eenheden als l cm. de hoogte is van een kolom gas, welke bij een doorsnede gelijk aan de oppervlakte van het uitstroomend laagje, door haar gewicht een drukking zou uitoefenen even groot als de drukking waaronder het gaslaagje uit de opening gedreven wordt. De gasmassa die deze kolom vormt, moet niet alleen van dezelfde soort zijn als de gasmassa binnen het vat, maar ook van dezelfde spanning en van dezelfde temperatuur.

Men heeft deze wet door proeven juist bevonden; men kan haar verklaren op een wijze overeenkomende met de wijze waarop wij de wet van Torricelli verklaard hebben.

Heeft men in een vat samengeperste lucht van een temperatuur van 0° en een spanning van H' cm. kwik; is de barometerstand H cm.; is de uitstroomingsopening d cm². groot en is de soortelijke massa van kwik s gram, dan bedraagt de drukking waaronder elk laagje uitstroomt $(H' - H)sdg$ dynamen. Een kolom lucht van een doorsnede van d cm²., een lengte van l cm.

en een spanning van H' cm. kwik heeft een massa van $ld \frac{H'}{76} s'$

gram en een gewicht van $ld \frac{H'}{76} s'g$ dynamen, als s' de soortelijke massa van lucht is. Nu moet l zoodanig zijn, dat

$$ld \frac{H'}{76} s'g = (H' - H)sdg$$

en dus

$$l = 76 \frac{H' - H}{H'} \frac{s}{s'} \dots \dots \dots (1)$$

Is de uitstroomingssnelheid v zoo is

$$v = \sqrt{2g \frac{H' - H}{H'} \frac{s}{s'} \cdot 76} \dots \dots \dots (2)$$

Is het vat van beperkte afmetingen, dan zal de uitstroomingssnelheid spoedig merkbaar kleiner worden, omdat door het uitstroomen van een deel van den inhoud de overblijvende lucht een kleinere spanning verkrijgt.

HOOFDSTUK VI.

MOLECULAIRE WERKINGEN.

93. **Cohaesie. Adhaesie.** Zooals vroeger reeds is gezegd, neemt men aan dat elk vast lichaam is opgebouwd uit moleculen, welke door uiterst kleine tusschenruimten, poriën genoemd, van elkander gescheiden zijn. Dat een lichaam toch in zijn geheel blijft, en dat er zelfs min of meer sterke invloeden van buiten noodig zijn om de deeltjes te scheiden, wordt toegeschreven aan krachten tusschen de moleculen onderling werkende, zoogenaamde moleculaire krachten. Den samenhang, welke het gevolg is van de aantrekkende werking tusschen deeltjes van hetzelfde lichaam, noemt men cohaesie.

De moleculaire krachten gaan bij vaste lichamen elke vormverandering tegen, die door uitwendige invloeden wordt teweeggebracht. Ondergaat een lichaam onder een aanzienlijke werking van buiten een slechts zeer kleine vormverandering dan zegt men dat het hard is; ondergaat het bij een betrekkelijk zwakken invloed van buiten een merkbare vormverandering, dan noemt men het week. Als een lichaam reeds bij een kleine vormverandering breekt, heet het broos; kan het lichaam aanzienlijke vormveranderingen ondergaan zonder dat de samenhang van zijn deelen verbroken wordt, dan noemt men het taai.

Ook de moleculen van verschillende lichamen kunnen een werking op elkander uitoefenen, wanneer zij dicht genoeg bij elkander worden gebracht. Den samenhang, die het gevolg is van de aantrekkende werking tusschen deeltjes van verschillende lichamen noemt men adhaesie.

Drukt men twee stukken lood met platte, versch gesneden oppervlakten tegen elkander, dan is er een betrekkelijk groote kracht noodig om hen van elkander te scheiden. Nog opvallender wordt het verschijnsel als men twee vlakke stukken spiegelglas, zoogenaamde adhaesieplaten, tegen elkander drukt; men kan hen soms niet meer van elkander scheiden zonder hen te breken. Het is echter hoogstwaarschijnlijk dat hierbij de adhaesie slechts een ondergeschikte rol speelt. Van het harde glas kunnen niet zooals van het weeke lood door drukking een groot aantal deeltjes zoo

dicht bij elkander gebracht worden als noodig is, zullen er moleculaire werkingen optreden. Veel waarschijnlijker is het dat bij het tegen elkander drukken van deze glazen platen, de meeste lucht er tusschen weggedreven is, en dat de drukking der buitenlucht de scheiding belet.

94. Wrijving. Wanneer een lichaam A zich beweegt langs een horizontaal vlak B , en er geen uitwendige krachten op werken behalve zijn gewicht en den tegenstand van het vlak, dan leert de waarneming dat het lichaam A een vertraagde beweging verkrijgt. De op A werkende krachten hebben dus een vervangende, werkende in een richting, tegengesteld aan die waarin A zich beweegt. De tegenstand welken het vlak B biedt, kan derhalve niet de richting hebben loodrecht op B , maar moet ontbonden kunnen worden in een kracht N loodrecht op het vlak B en even groot als het gewicht van A , en in een kracht W langs de oppervlakte werkende in een richting tegengesteld aan die waarin A zich beweegt. De eerste ontbindingskracht N wordt de normale weerstand, de laatste W de wrijvingsweerstand genoemd.

De verklaring van dit verschijnsel wordt gezocht in den invloed van de kleine oneffenheden, die steeds ook op de best gepolijste oppervlakten aanwezig zijn. Schuift A over B heen, dan zal er een tegenstand ontstaan, voor het grootste gedeelte veroorzaakt door het in elkander grijpen van de uitstekende deelen der in aanraking zijnde oppervlakten, maar ook ten deele door de adhaesie tusschen de deeltjes van A en van B , welke in elkanders onmiddellijke nabijheid komen.

Proeven hebben geleerd, dat bij gladde oppervlakten de grootte van den wrijvingsweerstand nagenoeg evenredig is aan de grootte van den normalen weerstand. Is de normale weerstand n dynamen groot en de wrijvingsweerstand w dynamen, dan is

$$w = fn.$$

De factor f wordt de wrijvingscoëfficiënt genoemd; hij hangt af van den aard der stoffen, waaruit de oppervlakten bestaan; zoo spreekt men van den wrijvingscoëfficiënt van hout en ijzer, van ijzer en koper, enz.

Het behoeft niet gezegd te worden, dat de wrijvingsweerstand nooit een beweging kan veroorzaken, en dus hoogstens zoo groot kan zijn als noodig is om de beweging te beletten; fn dynamen

is derhalve de grootste waarde, die de wrijvingsweerstand kan verkrijgen; eigenlijk is dus

$$w \leq f n.$$

Laat een lichaam zich bevinden op een hellend vlak, dat een hoek van α graden met den horizon maakt, en laat de eenige uitwendige krachten die er op werken, het gewicht P en de tegenstand Q van het vlak zijn; zal het lichaam in rust blijven, dan moeten deze twee krachten een vervangende nul hebben. De tegenstand Q van het vlak moet dus even groot zijn als het

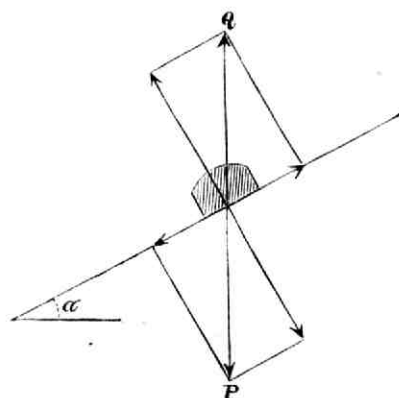


Fig. 106.

gewicht P van het lichaam, en langs dezelfde lijn werken maar in tegengestelde richting. Is de grootte van P , en dus ook van Q , p dynamen, dan heeft de normale weerstand de grootte $p \cos \alpha$ dynamen; de wrijvingsweerstand kan dan hoogstens $f p \cos \alpha$ dynamen groot zijn. Ontbindt men nu Q in twee krachten, in den normalen weerstand en in een kracht langs het vlak werkende, dan heeft deze laatste ontbindingskracht de grootte $p \sin \alpha$ dy-

namen. Zoolang nu de mogelijke wrijvingsweerstand $f p \cos \alpha$ grooter is dan $p \sin \alpha$, zal het lichaam in rust blijven en zal de wrijvingsweerstand de grootte $p \sin \alpha$ hebben. Was $p \sin \alpha$ grooter dan $f p \cos \alpha$, dan zou de ontbindingskracht van Q in de richting van het vlak niet de grootte $p \sin \alpha$ dynamen kunnen hebben; het lichaam zou langs het vlak naar beneden glijden. Is $f p \cos \alpha$ juist gelijk aan $p \sin \alpha$, dan is het lichaam aan de grens van den evenwichtstoestand; wordt de hoek α ook maar iets grooter, dan gaat het lichaam glijden. De hoek α graden, dien het hellend vlak met den horizon maakt als het lichaam aan de grens van den evenwichtstoestand is, wordt genoemd de wrijvingshoek voor de stoffen waaruit lichaam en oppervlakte bestaan. Daar dan

$$f p \cos \alpha = p \sin \alpha$$

vindt men

$$\operatorname{tg} \alpha = f.$$

De wrijvingscoëfficiënt is dus de tangens van den wrijvingshoek.

Hierin heeft men een middel om de grootte van den wrijvingscoëfficiënt van twee stoffen te bepalen; door proeven kan men namelijk vinden hoe groot de hoek α aan de genoemde grens is.

95. Elasticiteit bij vaste lichamen. Wij hebben meestal de zoo-genaamde vaste lichamen beschouwd als te bestaan uit deeltjes, die hun onderlinge afstanden niet kunnen wijzigen. Volkomen juist is dit niet; door warmteonttrekking kan men de deeltjes van een vast lichaam dichter bij elkander brengen, door warmte-toevoering kan men hen verder van elkander verwijderen. Maar zelfs als de temperatuur van een vast lichaam onveranderd blijft, kan men door drukking of door uitrekking het volume van het lichaam kleiner of grooter maken. De deeltjes bewegen zich onder den invloed van hun onderlinge aantrekking in gesloten banen. Ondervinden zij nu de werking van uitwendige krachten, dan zullen deze banen gewijzigd worden. Intusschen zijn de vormveranderingen welke een vast lichaam ondergaat, in den regel klein zoolang de uitwendige krachten niet zeer aanzienlijk worden.

Plaatst men een vast lichaam in een vat met vloeistof, sluit men dit vat door een zuiger en oefent men op dezen zuiger een aanzienlijke drukking uit, dan zal op elk deel van zijn oppervlakte het lichaam een aanzienlijke drukking ondergaan. Hierbij kan een meetbare volumevermindering intreden. Proeven leeren dat de volumevermindering welke een vast lichaam ondergaat, nagenoeg evenredig is met het volume dat het inneemt, zoo geen drukking er op wordt uitgeoefend, en verder evenredig met de drukking per cm^2 , die het in elk punt van zijn oppervlakte ondervindt. Is het volume van het lichaam zoo geen drukking er op wordt uitgeoefend, $v \text{ cm}^3$, is de drukking per cm^2 , welke het in elk punt van zijn oppervlakte ondergaat, p dynamen en is de volumevermindering $v' \text{ cm}^3$, dan is:

$$v' = \alpha vp \dots \dots \dots (1)$$

Hierin is α het aantal cm^3 , van de volumevermindering, welke een lichaam van 1 cm^3 , ondergaat als de drukking per cm^2 , in

elk punt zijner oppervlakte van nul tot 1 dynaam toeneemt. De waarde van α hangt af van de stof waaruit het lichaam bestaat en van de temperatuur van het lichaam. De grootheid $\frac{1}{\alpha}$ wordt de kubieke elasticiteitscoëfficiënt genoemd van de stof, waaruit het lichaam bestaat.

Wij laten hier voor enkele stoffen de waarde van α en $\frac{1}{\alpha}$ volgen.

	α	$\frac{1}{\alpha}$
Flintglas	$28,82 \cdot 10^{-13} - 24,10 \cdot 10^{-13}$	$3,47 \cdot 10^{11} - 4,15 \cdot 10^{11}$
Staal	$5,43 \cdot 10^{-13}$	$18,41 \cdot 10^{11}$
IJzer, geslagen	$6,87 \cdot 10^{-13}$	$14,56 \cdot 10^{11}$
» gegoten	$10,37 \cdot 10^{-13}$	$9,64 \cdot 10^{11}$
Koper	$5,94 \cdot 10^{-13}$	$16,84 \cdot 10^{11}$

Wanneer een vast lichaam een volumevermindering ondergaat, doordien in elk punt van zijn oppervlakte de drukking per cm^2 . evenveel toeneemt, zal het in den regel gelijkvormig met zich zelf blijven; alleen van kristallijnen lichamen is dit niet te verwachten. Maar wanneer slechts in een gedeelte van de oppervlakte de drukking per cm^2 . grooter wordt, zoo zullen de afmetingen in de richting dier drukking meer veranderen, dan die in een andere richting. Evenzoo wanneer op de punten van een gedeelte der oppervlakte van een lichaam uitwendige krachten werken in de richting van binnen naar buiten, zoo zullen de afmetingen in de richting van deze krachten sterker toenemen dan die in een andere richting. Dit geval doet zich voor wanneer men aan het eene uiteinde van een draad of van een staaf een voorwerp hangt van aanzienlijk gewicht. De lengte van zulk een draad of van zulk een staaf neemt merkbaar toe, maar daarentegen zullen de andere afmetingen zelfs kleiner worden.

De proeven leeren dat een draad of een staaf, waaraan een voorwerp gehangen wordt, een lengtevermeerdering verkrijgt, die nagenoeg evenredig is met de oorspronkelijke lengte, omgekeerd evenredig met de oorspronkelijke doorsnede van den draad of van de staaf, en evenredig met het gewicht van het voorwerp. Is de oorspronkelijke lengte l cm., de oorspronkelijke doorsnede

d cm²., het gewicht van het voorwerp p dynamen en de lengtevermeerdering l' cm., dan is

$$l' = \beta \frac{lp}{d} \dots \dots \dots (2)$$

Hierin is β het aantal cm. van de lengtevermeerdering, welke een staaf van 1 cm. lengte en 1 cm². doorsnede verkrijgt, wanneer men er een voorwerp aan hangt dat een gewicht heeft van 1 dynaam. De waarde van β hangt af van den aard der stof, waaruit de draad of de staaf bestaat, en van de temperatuur. Het getal $\frac{1}{\beta}$ wordt de lineaire elasticiteitscoëfficiënt of ook wel de elasticiteits-modulus van de stof genoemd.

Voor enkele stoffen vindt men de waarde van β en $\frac{1}{\beta}$ in het volgende lijstje.

	β	$\frac{1}{\beta}$
Flintglas.....	$17,42 \cdot 10^{-13} - 16,58 \cdot 10^{-13}$	$5,74 \cdot 10^{11} - 6,03 \cdot 10^{11}$
Geel koper....	$9,30 \cdot 10^{-13}$	$10,75 \cdot 10^{11}$
Staal.....	$4,68 \cdot 10^{-13}$	$21,39 \cdot 10^{11}$
Ijzer, geslagen..	$5,09 \cdot 10^{-13}$	$19,63 \cdot 10^{11}$
» gegoten..	$7,41 \cdot 10^{-13}$	$13,49 \cdot 10^{11}$
Koper.....	$8,10 \cdot 10^{-13}$	$12,34 \cdot 10^{11}$

Wanneer de draad wederom aan zich zelfen wordt overgelaten, keert hij nagenoeg tot zijn vroegeren vorm terug indien de uittrekkende kracht niet te groot is geweest. Is er een waarneembare blijvende vormverandering, dan zegt men dat de grens van veerkracht is overschreden geworden. Men kan ook de uittrekkende kracht zoo groot maken dat na korteren of langeren tijd de draad breekt.

Het is niet gelukt een algemeen geldende betrekking te vinden tusschen de lengtevermeerdering van een staaf of draad bij uitrekking en de vermindering in doorsnede; wel is het gebleken dat het volume van de geheele staaf of van den geheelen draad toeneemt. Bovendien ondergaan niet alle doorsneden van een draad dezelfde vermeerdering; in het midden van den draad is de verandering grooter dan aan de uiteinden.

Wanneer een staaf aan het eene uiteinde is vastgeklemd en er aan het andere uiteinde een dwarsstuk AB bevestigd is loodrecht

op de as der staaf, dan treedt, indien dit stuk AB om de as van de staaf gedraaid wordt, ook een vervorming in. Men zegt dat de staaf getordeerd of gewrongen wordt. Wil het stuk AB in den stand blijven, waarin het een zekeren hoek met zijn oorspronkelijken stand maakt, dan moet op AB een koppel werken. Den hoek, welken de stand van AB maakt met den oorspronkelijken stand, noemt men den hoek van torsie of wringingshoek. De proeven hebben geleerd dat de hoek van torsie nagenoeg evenredig is met het moment van het wringende koppel, evenredig met de lengte der staaf en omgekeerd evenredig met het kwadraat van de doorsnede der staaf. Is het moment van het wringende koppel M eenheden, de lengte der staaf l cm., de doorsnede d cm.² en de wringingshoek α graden, dan is

$$\alpha = \gamma \frac{Ml}{d^2} \dots \dots \dots (3)$$

Hierin is γ het aantal graden van den wringingshoek als een staaf van 1 cm. lengte en 1 cm.² doorsnede gewrongen wordt door een koppel welks moment 1 eenheid is. De waarde van γ hangt af van den aard der stof waaruit de draad bestaat en van de temperatuur.

Coulomb heeft aangetoond dat deze vergelijking ook geldt voor draden.

Wanneer op een staaf een uitwendige kracht werkt in een richting loodrecht op de richting der lengteas, terwijl de uiteinden vastgehouden worden, dan wordt de staaf gebogen. De begrenzende laag aan de eene zijde wordt ineengedrongen, die aan de andere zijde wordt uitgerekt. Men heeft gevonden dat de afstand waarover het aangrijpingspunt der uitwendige kracht zich verplaatst, nagenoeg evenredig is met de grootte van deze kracht.

Hierop berust de inrichting van de zoogenaamde dynamometers, welke gebruikt worden tot het meten van krachten. Zulk een dynamometer bestaat uit twee stalen banden AB en $A'B'$, die aan de uiteinden omgebogen zijn. In deze omgebogen gedeelten zijn stalen pinnen gestoken, welke twee aan twee met elkander verbonden zijn door de stukken AA' en BB' . Aan de staaf AB is een ring aangebracht en aan de staaf $A'B'$ een haak

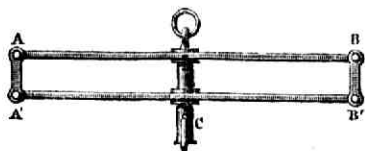


Fig. 107.

C. Wil men bijv. de kracht meten welke noodig is om een wagen voort te trekken, zoo wordt de ring aan den wagen bevestigd en de wagen aan den haak voortgetrokken. Men neemt de afstandsverandering waar van de middelste punten der veeren; kent men de kracht noodig om een bepaalde afstandsverandering teweeg te brengen, zoo kan men ook de gezochte kracht vinden.

Om de kracht te bepalen noodig tot het veroorzaken van een zekere afstandsverandering der middelste punten, kan men aan den haak een voorwerp van bekende massa hangen. Zoo kan men een dynamometer ook gebruiken tot het bepalen van het gewicht, en dus ook tot het bepalen van de massa van een lichaam.

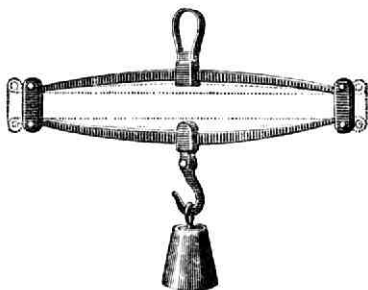


Fig. 108.

Alle in deze paragraaf besproken verschijnselen behoren tot de elasticiteitsverschijnselen. Indien een lichaam

door inwerking van buiten een vormverandering ondergaan heeft, keert het tot den vroegeren vorm terug als die inwerking ophoudt; deze eigenschap van de lichamen wordt elasticiteit genoemd. Lichamen, waarbij dit volkomen het geval is, noemt men volkomen elastisch; maar men heeft allen grond te onderstellen, dat er in werkelijkheid geen volkomen elastische vaste lichamen bestaan.

De elasticiteitsverschijnselen zijn nog alles behalve volledig bekend; alle wetten in deze paragraaf medegedeeld, zijn slechts als bij benadering juist te beschouwen.

96. **Botsing.** Als twee lichamen A en B zich eenparig bewegen langs dezelfde rechte lijn in de richting van A naar B , terwijl de snelheid van A grooter is dan die van B , zoo zal B door A ingehaald worden. Hierbij zullen A en B tegen elkander botsen. De lichamen oefenen een drukking op elkander uit, waardoor beide een vormverandering ondergaan; tevens wordt de beweging van A gewijzigd en evenzoo die van B . Wij zullen een eenvoudig geval nader beschouwen.

Er wordt aangenomen dat A en B volkomen veerkrachtige bollen zijn, en dat de lijn volgens welke zij zich bewegen, door de middelpunten tevens zwaartepunten van A en B gaat. Laat m gram

de massa en v eenheden de snelheid van A zijn; m' gram de massa en v' eenheden de snelheid van B , terwijl $v > v'$. Van het oogenblik af waarop A en B tegen elkander komen, oefenen zij een drukking op elkander uit; daar werking gelijk is aan terugwerking, zijn de drukkingen welke A en B van elkander ondervinden, even groot, maar hebben onderling tegengestelde richtingen. De snelheid van A wordt kleiner, die van B grooter. Omdat de drukking op A even groot is als de drukking op B , zullen de snelheidsveranderingen van A en B gedurende elk oneindig klein en dus ook gedurende elk willekeurig tijdsverloop zich verhouden omgekeerd als de massa's van A en B . Noemt men dus de snelheid van A op zeker tijdstip na het intreden van de botsing x en die van B op hetzelfde tijdstip y , zoo weet men dat

$$\frac{v-x}{y-v'} = \frac{m'}{m}$$

of

$$mv + m'v' = mx + m'y \dots \dots \dots (1).$$

Deze vergelijking (1) geldt ook nog na afloop der botsing; noemt men de snelheid van A na de botsing c en die van B evenzoo c' , dan heeft men

$$mv + m'v' = mc + m'c' \dots \dots \dots (2).$$

Gedurende het eerste gedeelte der botsing werd arbeidsvermogen van beweging in arbeidsvermogen van plaats omgezet, zoolang namelijk de vormverandering toenam; gedurende het tweede gedeelte der botsing keerden de bollen volkomen tot hun vroegeren vorm terug, en werd het gewonnen arbeidsvermogen van plaats weer verloren en omgezet in arbeidsvermogen van beweging. Na de botsing is dus de som van de hoeveelheden arbeidsvermogen van beweging van A en B even groot als vóór de botsing. Daarom

$$\frac{mv^2}{2} + \frac{m'v'^2}{2} = \frac{mc^2}{2} + \frac{m'c'^2}{2} \dots \dots \dots (3).$$

Brengt men de vergelijkingen (3) en (2) onder een anderen vorm, namelijk

$$m(v^2 - c^2) = m'(c'^2 - v'^2)$$

en

$$m(v - c) = m'(c' - v')$$

dan vindt men door deeling

$$v + c = v' + c' \dots\dots\dots(4).$$

Uit (2) en (4) leidt men dan af:

$$c = \frac{2m'v' + (m - m')v}{m + m'} \dots\dots\dots(5)$$

$$c' = \frac{2mv - (m - m')v'}{m + m'} \dots\dots\dots(6).$$

Is de massa van A even groot als de massa van B , en dus $m = m'$, dan wordt

$$c = v' \quad \text{en} \quad c' = v \dots\dots\dots(7)$$

A en B verwisselen dus van snelheid, dat wil zeggen na den stoot heeft A de snelheid die B vóór den stoot had, en B de snelheid die A vóór den stoot had. Is bovendien B oorspronkelijk in rust en dus $v' = 0$; dan wordt

$$c = 0 \quad \text{en} \quad c' = v \dots\dots\dots(8)$$

Botst B met zijn aldus verkregen snelheid tegen een derden bol C , die in rust is en een even groote massa heeft als B , dan wordt van B de snelheid 0 en die van C wordt v .

Dat de ervaring een hiermede overeenstemmende uitkomst geeft, leert de volgende proef.

Men hangt eenige ivoren ballen van onderling gelijke massa's zoodanig op dat alle middelpunten in een rechte lijn liggen, en dat de ballen elkander juist aanraken. Heft men den eersten

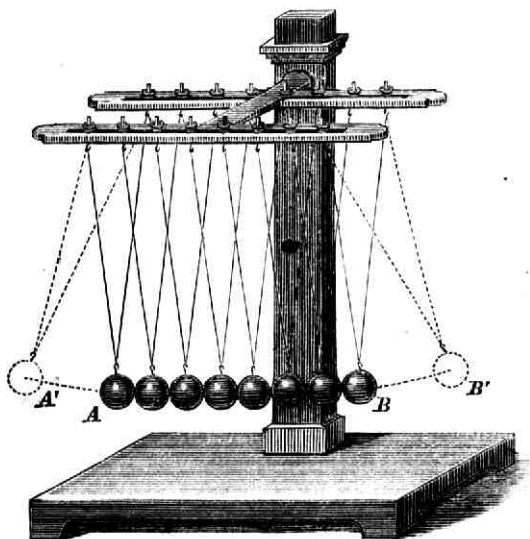


Fig. 109.

op en laat men hem vallen, dan blijven alle ballen in rust; slechts de laatste gaat zich bewegen met een snelheid even groot als die, welke de eerste bal had op het oogenblik dat hij tegen den tweeden botste; de laatste bal toch stijgt totdat zijn middelpunt zich bevindt in hetzelfde horizontale vlak, waarin zich het middelpunt van den eersten bal bevond toen men hem losliet.

Is B in rust en is zijn massa oneindig groot, met andere woorden, is B een vaste wand, dan veranderen de vergelijkingen (4) en (5) in:

$$c = -v \quad \text{en} \quad c' = 0 \dots \dots \dots (9)$$

dat wil zeggen, de vaste wand blijft in rust en de snelheid van A verandert niet in grootte, maar krijgt tegengestelde richting.

Is de snelheid van A niet loodrecht op den wand gericht, wordt zij bijv. voorgesteld door de lijn EF , dan kan zij ontbonden worden in twee snelheden, de een voorgesteld door de lijn

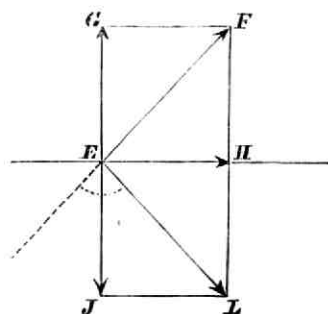


Fig. 110.

EG loodrecht op den wand, de andere voorgesteld door de lijn EH evenwijdig aan den wand. De laatste ontbindingssnelheid ondergaat bij den stoot geen verandering, indien wij althans geen rekening houden met wrijving; de eerste verandert alleen in richting. Na den stoot worden dus de ontbindingssnelheden voorgesteld resp. door de lijnen EI en EH . De werkelijke snelheid wordt dan voorgesteld door EL .

Bij de botsing is de grootte der snelheid niet veranderd, alleen haar richting. De lijnen EF en EL maken onderling gelijke hoeken met de loodlijn op den wand. Ook deze uitkomst wordt door de proefneming bevestigd.

97. Elasticiteit bij vloeibare lichamen. Door drukking kan het volume van een vloeibaar lichaam worden verkleind; elk vloeibaar lichaam kan samengeperst worden.

Om dit te bewijzen maakte Oersted (1777—1851) gebruik van een zoogenaamden piezometer, eigenlijk een groote thermometerbuis b , die het vloeibare lichaam bevat; een klein kwikkolommetje dient om het vloeibare lichaam van de omgeving af

te sluiten. Men kent den inhoud van elk gedeelte van den piezometer; deelstrepen geven deelen aan van onderling gelijken inhoud; men is dus in staat het volume van het vloeibare lichaam af te lezen. De piezometer is tegen een plankje bevestigd, waaraan ook verbonden is een buis *c*, van boven gesloten en geheel gevuld met lucht. Dit plankje met piezometer en buis wordt gebracht in een dikwandigen glazen cilinder *a*, welke daarna gevuld wordt met water. Aan de bovenzijde van den glazen cilinder is een metalen stuk *e* bevestigd, dat een cilindrisch gedeelte heeft, waarin een zuiger *h* zich op en neer bewegen kan. Deze zuiger wordt met behulp van een schroef *kl* verplaatst. Men kan door deze schroef een zeer aanzienlijke drukking op de watermassa en dus ook op het vloeibare lichaam in den piezometer uitoefenen. Hierbij ziet men het kwikkolommetje dalen; een bewijs dat het vloeibare lichaam een volumevermindering heeft ondergaan grooter dan de volumevermindering van den piezometer.

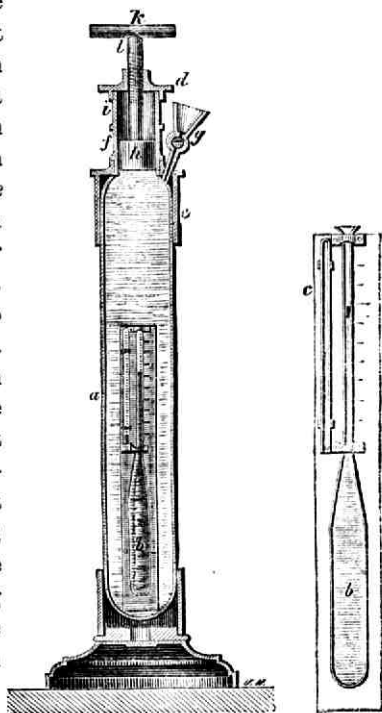


Fig. 111.

Men zou kunnen meenen dat de piezometer geen volumevermindering onderging, omdat zoowel van buiten als van binnen in elk punt van den wand dezelfde drukking per cm^2 . wordt uitgeoefend. Maar als de piezometer een massief stuk glas ware en er van buiten een drukking op werd uitgeoefend, zoo zouden de buitenste lagen evenzoo een drukking van binnen naar buiten ondergaan ten gevolge van den tegenstand der overige glaslagen.

De volumevermindering van het vloeibare lichaam verminderd met de inhoudsvermindering van den piezometer kan men met behulp van de aangebrachte verdeeling aflezen. Een gedeelte der glazen buis *c*, welke oorspronkelijk geheel gevuld was met lucht, zal water bevatten. Uit het volume dat de samengeperste lucht

inneemt, kan men, zooals in § 79 is uiteengezet, de grootte van de drukking per cm^2 . bepalen.

Toch stelt deze toestel niet in staat nauwkeurige metingen te doen omtrent de betrekking tusschen de volumevermindering van het vloeibare lichaam en de drukking per cm^2 . waaraan het wordt blootgesteld. Met andere toestellen, die wij hier niet zullen beschrijven, heeft men gevonden dat die volumevermindering nagenoeg evenredig is met het volume van het vloeibare lichaam onder de drukking van de buitenlucht en verder met de vermeerdering van de drukking per cm^2 . Heeft een vloeibaar lichaam onder de drukking van de buitenlucht een volume van $v \text{ cm}^3$., neemt de drukking per cm^2 . toe met p dynamen en bedraagt de volumevermindering $v' \text{ cm}^3$., dan is

$$v' = \alpha vp.$$

De grootheid α hangt af van de stof waaruit het vloeibare lichaam bestaat, en van de temperatuur van het vloeibare lichaam.

De grootheid $\frac{1}{\alpha}$ wordt de kubieke elasticiteitscoëfficiënt genoemd van de vloeistof bij een bepaalde temperatuur.

Wij laten hier de waarden van α en $\frac{1}{\alpha}$ voor sommige vloeistoffen volgen, afgeleid uit de uitkomsten van Amaury en Descamps.

	Temp.	α	$\frac{1}{\alpha}$
Water	15	$45,0 \cdot 10^{-12}$	$22,2 \cdot 10^9$
Alcohol.....	0	$82,6 \cdot 10^{-12}$	$12,1 \cdot 10^9$
»	15	$90,1 \cdot 10^{-12}$	$11,1 \cdot 10^9$
Ether	0	$107,5 \cdot 10^{-12}$	$9,7 \cdot 10^9$
»	14	$126,6 \cdot 10^{-12}$	$7,9 \cdot 10^9$
Zwavelkoolstof.....	14	$62,5 \cdot 10^{-12}$	$16,0 \cdot 10^9$
Kwik	15	$1,8 \cdot 10^{-12}$	$542,0 \cdot 10^9$

98. **Moleculaire drukking.** Vroeger hebben wij er reeds op gewezen, dat twee moleculen alleen dan een merkbare aantrekkende werking op elkander uitoefenen als hun afstand zeer gering is. Laat ons aannemen dat de kleinste afstand, waarop twee vloeistofdeeltjes van elkander verwijderd kunnen zijn zonder eenige

aantrekkende werking op elkander uit te oefenen, r cm. bedraagt; dan zal het deeltje P alleen een werking ondervinden van de deeltjes gelegen binnen den bol, die de plaats van P tot middelpunt en een straal van r cm. heeft. Dezen bol noemt men de werkingsfeer van P en den afstand r cm. den straal van de werkingsfeer van P . Berekeningen, gemaakt naar aanleiding van proeven welke wij hier niet kunnen mededeelen, hebben geleerd dat voor de verschillende onderzochte vloeistoffen deze straal van de werkingsfeer zeker niet grooter dan 5.10^{-6} cm. is, en hoogstwaarschijnlijk veel kleiner.

Laat P zijn een vloeistofdeeltje binnen een vloeibaar lichaam gelegen; dit deeltje zal van alle deeltjes binnen de werkingsfeer van P een aantrekkende werking ondervinden; daar deze deeltjes ten opzichte van P symmetrisch zijn gelegen, zal de resultante van hun werkingen op P nul zijn. Dit is niet het geval, indien P gelegen is op een afstand van de begrenzende vloeistoflaag kleiner dan de straal der werkingsfeer. Is P in de begrenzende vloeistoflaag gelegen, dan bevindt zich de helft der werkingsfeer buiten de vloeistofmassa; de aantrekkende krachten op P uitgeoefend door de omliggende deeltjes hebben dus een resultante loodrecht op de vloeistofoppervlakte naar binnen gericht; de vloeistofdeeltjes toch die hun invloed op P doen gevoelen, moeten symmetrisch gelegen zijn ten opzichte van de lijn, waarlangs deze resultante werkt. Ten gevolge van de aantrekkende werking die ieder deeltje der buitenste laag ondervindt van de omliggende deeltjes, zal derhalve de tweede laag een drukking moeten ondergaan. Wij zullen deze de moleculaire drukking van de eerste laag op de tweede laag noemen.

Ligt een deeltje in de 2^{de} laag, dan zal de aantrekkende werking van de moleculen in de 3^{de} laag gelegen, opgeheven worden door die van de moleculen der 1^{ste} laag, en alleen de werking van de 4^{de}, 5^{de} enz. lagen doet zich gevoelen; de moleculaire drukking van de 2^{de} laag op de 3^{de} is dus kleiner dan die van de 1^{ste} laag op de 2^{de}. De geheele drukking op de 3^{de} laag uitgeoefend is de som van de drukkingen door de 1^{ste} laag op de 2^{de} en door de 2^{de} op de 3^{de} uitgeoefend.

Hoe verder een laag van de begrenzende laag verwijderd is, des te kleiner wordt haar moleculaire drukking op de daarbinnen gelegen laag; wordt deze afstand gelijk aan den straal der werkingsfeer, dan wordt haar moleculaire drukking op de daarbinnen liggende laag nul. De geheele drukking welke een laag binnen

de vloeistofmassa ondervindt, is dus gelijk aan de som der moleculaire drukkingen der buitenste lagen.

Daar de straal der werkingsfeer zoo klein is, en wij de buitenste lagen gewoonlijk niet afzonderlijk beschouwen, zullen wij in het vervolg niet spreken van de „som der moleculaire drukkingen der buitenste lagen” maar eenvoudig van de „moleculaire drukking door de begrenzende laag uitgeoefend”.

De vorm der begrenzende laag is van invloed op de grootte van de moleculaire drukking door haar uitgeoefend. Zij P een vloeistofdeeltje en XYG' de doorsnede van de werkingsfeer van P met het vlak van teekening. Is de begrenzende vloeistoflaag AB vlak, dan zal de werking op P van het gedeelte $XYA'B'$

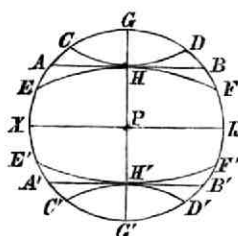


Fig. 112.

opgeheven worden door de werking van het gedeelte $XYAB$, en de kracht die op P werkt, is de resultante van de krachten waarmede de deeltjes in 'het stuk $A'B'G'$ op P werken. Is de begrenzende vloeistoflaag gebogen en heeft zij den vorm EHF , zoo is de werking die P ondervindt grooter dan wanneer het vlak AB de begrenzende laag is; want dan zal de kracht waardoor P naar

beneden getrokken wordt, de resultante zijn van de krachten, waarmede de deeltjes van het stuk $E'G'F'H'$ op P werken. Heeft daarentegen de begrenzende laag den vorm CHD , zoo is de kracht welke P naar beneden trekt, de resultante van de krachten, waarmede de deeltjes van het stuk $C'H'D'G'$ op P werken, en dus kleiner dan wanneer het vlak AB de begrenzende laag is. Hieruit blijkt dat de moleculaire drukking bij een bolle begrenzende laag grooter is dan bij een vlakke, en bij een holle kleiner dan bij een vlakke.

De moleculaire drukking per cm^2 , zoo de begrenzende laag een plat vlak is, is langs een omweg door van der Waals voor enkele vloeistoffen bepaald; zij is zeer aanzienlijk. Wij zullen haar D dynamen noemen.

Indien de begrenzende laag convex wordt en den vorm verkrijgt van een boloppervlak met een straal van R cm., dan kan men door wiskundige redeneering aantoonen, dat de vermeerdering van de moleculaire drukking per cm^2 . in eenig punt van die laag omgekeerd evenredig is met R . Deze vermeerdering van de drukking per cm^2 . bedraagt dus $\frac{H}{R}$ dynamen als H een zekere factor

is, waarvan de beteekenis gemakkelijk is te bepalen. Wanneer

$R=1$ is, wordt de vermeerdering van de moleculaire drukking per cm^2 . H dynamen; H is dus het aantal dynamen van de vermeerdering, die de drukking per cm^2 . in eenig punt van de begrenzendende vloeistoflaag ondergaat, zoo zij van vlak convex wordt en den vorm verkrijgt van een boloppervlak met een straal van 1 cm. De moleculaire drukking per cm^2 . in eenig punt van de convexe begrenzendende laag wordt dus $D + \frac{H}{R}$ dynamen.

Wordt de begrenzendende vloeistoflaag concaaf in plaats van vlak, en krijgt zij den vorm van een boloppervlak met een straal van R cm., dan neemt in elk punt de moleculaire drukking per cm^2 . $\frac{H}{R}$ dynamen af; de moleculaire drukking per cm^2 . wordt dus $D - \frac{H}{R}$ dynamen.

De grootheden D en H hangen af van den aard der vloeistof en van de temperatuur; de grootheid D is, zooals reeds gezegd is, slechts langs een grooten omweg gevonden; de grootheid H is voor verschillende vloeistoffen gemakkelijk te vinden.

Voor een zeepoplossing is H door Plateau bepaald.

Een zeepbel is een bolvormig vloeistofvlies. De moleculaire drukking per cm^2 . in eenig punt aan de buitenoppervlakte is, als de straal van de zeepbel R cm. bedraagt, $D + \frac{H}{R}$ dynamen; in eenig punt van de binnenoppervlakte $D - \frac{H}{R}$ dynamen, daar de straal der binnenoppervlakte beschouwd mag worden gelijk te zijn aan den straal der buitenoppervlakte. De lucht binnen de bel moet dus op elk punt der binnenoppervlakte een drukking per cm^2 . uitoefenen die $\frac{2H}{R}$ dynamen grooter is dan de drukking per cm^2 . door de buitenlucht op elk punt der buitenoppervlakte uitgeoefend. Plateau bepaalde met behulp van een manometer de spanning der lucht binnen een zeepbel, die den vorm had van een halven bol; hij mat R en kon nu H berekenen. Voor de zeepoplossing welke hij gebruikte, vond hij ongeveer $H = 55,5$.

Om redenen, welke hier niet uiteengezet kunnen worden, noemt men de helft van H , dus $\frac{H}{2}$, de moleculaire constante van de vloeistof. De moleculaire constante van de zeepoplossing van Plateau is dus 27,75.

Het verschijnsel in § 50 vermeld, dat een kwikdruppel op tafel of een waterdruppel op een vettige oppervlakte kan liggen zonder zich uit te spreiden, is ook een gevolg van de moleculaire drukking in alle punten van den spiegel bestaande; evenzoo de bolvorm, dien een vallende waterdruppel bezit.

De verschijnselen die verklaard worden uit den invloed, welken de vorm der begrenzendende laag heeft op het bedrag van de moleculaire drukking, worden capillaire verschijnselen genoemd, omdat zij het eerst opgemerkt zijn in haarbuizen of capillaire buizen.

99. Invloed van den wand op den vorm van den vloeistofspiegel. Wij hebben in § 63 vermeld dat de vloeistofspiegel in de nabijheid van den wand gebogen is. Heeft men een glazen bak gevuld met water, zoo staat het water tegen den wand op; het gebogen gedeelte van het oppervlak is hol. Bevindt zich daarentegen kwik in den glazen bak, dan wordt de oppervlakte als het ware neergedrukt door den wand; het gebogen gedeelte van den spiegel is bol.

Men zoekt de verklaring hiervan in de adhaesie van de glasdeeltjes en de vloeistofdeeltjes. Dat deze adhaesie bestaat bewijst een hoogst eenvoudige proef. Dompelt men een glazen staafje in een bak met water en haalt men het er weder uit, dan blijft er een waterdruppel aan hangen. Deze waterdruppel is losgescheurd van de vloeistofmassa; de adhaesie van de glasdeeltjes en de waterdeeltjes is dus zelfs sterker dan de cohaesie van de vloeistofdeeltjes onderling. Dompelt men een glazen staafje in een bak met kwik, dan blijft geen kwikdruppel bij het uithalen aan het staafje hangen. De adhaesie van de glasdeeltjes en de kwikdeeltjes is niet groot genoeg om de cohaesie van de kwikdeeltjes onderling te overwinnen. Toch kan men aantonen, dat ook tusschen glasdeeltjes en kwikdeeltjes adhaesie bestaat.

Laat ons onderstellen dat in een vloeistofmassa, begrensd door een horizontaal vlak GF , een stuk glas met verticalen wand BC

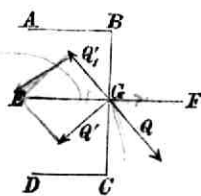


Fig. 113.

gebracht wordt. Dit stuk glas kan beschouwd worden als te bestaan uit de stukken $ABGE$ en $EGCD$, terwijl EG een horizontaal vlak voorstelt. Het vloeistofdeeltje P dat zich in G bevinden moge, ondergaat dan de aantrekkende werking van de vloeistofdeeltjes in het gedeelte CGF ; de resultante Q van deze aantrekkende krachten moge q dynamen groot zijn.

Ten opzichte van de lijn waarlangs deze resultante werkt, moeten de vloeistofdeeltjes symmetrisch gelegen zijn; de lijn waarlangs Q werkt, zal dus een hoek maken van 45° met het horizontale vlak GF . Van de deeltjes behorende tot het stuk glas $ABGE$ ondergaat P werkingen, waarvan de resultante Q' , een grootte van q' dynamen moge hebben; de lijn waarlangs Q' werkt, maakt met het horizontale vlak EG een hoek van 45° . Van de deeltjes behorende tot het stuk glas $EGDC$ ondergaat P werkingen waarvan de resultante Q' ook q' dynamen groot is; de lijn waarlangs zij werkt, maakt een hoek van 45° met het horizontale vlak EG . Ontbindt men elk der krachten Q , Q' en Q'_1 in twee krachten, de een langs de horizontale lijn EF , de ander langs de verticale lijn BC , dan is de som der ontbindingskrachten langs EF een kracht $(q - 2q') \cos 45^\circ$ dynamen werkende in de richting GF , en de som der ontbindingskrachten langs BC een kracht groot $q \cos 45^\circ$ dynamen werkende in de richting GC . In deze laatste richting werkt ook het gewicht van P groot p dynamen. De krachten die nog bovendien op P werken, de drukking van de buitenlucht en de drukking van de onderliggende vloeistoflagen, hebben een richting loodrecht op de vloeistofoppervlakte. P kan dus alleen dan in evenwicht zijn, als de krachten $(q - 2q') \cos 45^\circ$ dynamen en $p + q \cos 45^\circ$ dynamen, resp. werkende in de richtingen GF en GC , een resultante R hebben, werkende langs een lijn loodrecht op de vloeistofoppervlakte; of wel, de vloeistofoppervlakte op de plaats waar P zich bevindt, moet loodrecht zijn op de lijn waarlangs genoemde resultante R werkt.

Nu zijn er drie gevallen mogelijk: 1^o dat $q = 2q'$; in dit geval werkt R langs de verticale lijn GC , en de vloeistofspiegel zal zijn vlak en horizontaal; 2^o dat $q > 2q'$; in dit geval werkt R langs een lijn welke in het gedeelte FGC ligt; de vloeistofoppervlakte moet dan in de nabijheid van den wand bol zijn; 3^o dat $q < 2q'$; dan werkt R langs een lijn liggende in het gedeelte EGC , en de vloeistofoppervlakte in de nabijheid van den wand moet hol gaan staan.

De aantrekkende werking tusschen vloeistofdeeltjes en wanddeeltjes is slechts merkbaar, wanneer hun afstand uiterst klein is. Toch ziet men dat de vloeistofspiegel tot zeer goed waarneembaren afstand van den wand gebogen is. Als men een loodlijn op den vloeistofspiegel opricht in de onmiddellijke nabijheid van den wand, zal door den invloed van den wand aan de eene zijde dezer loodlijn meer vloeistof gevonden worden dan aan de andere zijde. Deze

overmaat van vloeistof trekt weer vloeistof tot zich en zoo zal indirect de invloed van den wand tot waarneembaren afstand doen zich gevoelen. Op grooteren afstand wordt intusschen de vloeistofspiegel vlak en horizontaal.

Heeft men te doen met een vloeistofmassa in een nauwe buis, een zoogenaamde haarbuis, dan zal de spiegel binnen die buis geheel gebogen kunnen zijn; voor het geval dat $q > 2q'$ is de geheele spiegel bol; wanneer $q < 2q'$, dan is de geheele spiegel hol. Bij zeer nauwe buizen is het begrenzingsvlak nage-
noeg, doch niet volkomen bolvormig.

Neemt men deze verklaring van het verschijnsel dat de vloeistofspiegel in de nabijheid van den wand gebogen is, als juist aan, dan volgt hieruit dat voor kwik en glas $q > 2q'$, en voor water en glas $q < 2q'$; want in een haarbuisje is blijkens de waarneming een waterspiegel hol en een kwikspiegel bol.

100. **Capillaire communiceerende vaten.** Brengt men in een vat met water een nauw buisje, zoo ziet men niet alleen dat de spiegel binnen het buisje hol is, maar ook dat hij zich aanmerkelijk boven den horizontalen spiegel in het vat verheft. Brengt

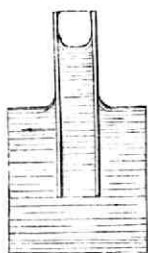


Fig. 114.

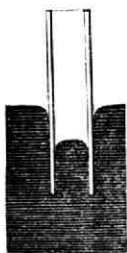


Fig. 115.

men zulk een buisje in een vat met kwik, zoo is binnen het buisje de kwikspiegel bol en beneden den horizontalen spiegel in het vat gelegen.

Wij hebben in de vorige paragraaf gezien dat de holle vorm van den waterspiegel in het buisje het gevolg is van de groote aantrekking die de glasdeeltjes op de waterdeeltjes uitoefenen. Maar zooals in § 98 is

uiteengezet, heeft deze vorm van den spiegel ten gevolge, dat de moleculaire drukking van den spiegel binnen de buis kleiner is dan de moleculaire drukking van den vlakken spiegel in het vat. Nemen wij aan dat de spiegel binnen de buis den vorm heeft van een boloppervlak met een straal van R cm., noemen wij de moleculaire drukking per cm^2 . van den vlakken waterspiegel D_1 dynamen en de moleculaire constante van water K , dan is de moleculaire drukking per cm^2 . in het laagste punt van den waterspiegel binnen de buis $D_1 - \frac{2K}{R}$ dynamen groot en verticaal naar beneden gericht. In een

horizontale laag, die h cm. beneden den vlakken spiegel in het vat en h' cm. beneden het laagste punt van den hollen spiegel binnen de buis gelegen is, bedraagt (als s gram de soortelijke massa van water is en D_2 dynamen de drukking per cm^2 . der buitenlucht) de drukking per cm^2 . beneden den vlakken spiegel $D_1 + D_2 + ghs$ dynamen; beneden den hollen spiegel bedraagt zij $D_1 - \frac{2K}{R} + D_2 + gh's$ dynamen. Bij evenwicht zal dus

$$ghs = gh's - \frac{2K}{R}$$

zijn en dus $h' > h$.

De kwikspiegel binnen de buis is bol en daarom is de moleculaire drukking van den spiegel binnen de buis grooter dan die van den vlakken spiegel in het vat. De spiegel binnen de buis moet dus beneden den spiegel buiten de buis liggen als er evenwicht is.

Het gedeelte van de kwikmassa binnen de buis, dat begrensd wordt door den gebogen spiegel en door het horizontale vlak, waarin de cirkel ligt volgens welken de gebogen spiegel de buis aanraakt, noemt men den meniscus. De verticale afstand van dit horizontale vlak tot het hoogste punt van den gebogen spiegel heet de pijl van den meniscus.

De afstand van den waterspiegel in het vat tot den waterspiegel in de buis, en evenzoo de afstand van den kwikspiegel in het vat tot den kwikspiegel in de buis, blijkt omgekeerd evenredig te zijn met den straal van de buis. Men heeft alle recht te meenen dat deze afstand behalve van den straal, alleen afhangt van den aard van het vloeibare lichaam en van den aard der stof waaruit de buis vervaardigd is. Maar kleine onzuiverheden in de vloeibare lichamen aanwezig of klevende aan den wand der buis schijnen van merkbaren invloed te zijn. Ook schijnen de deeltjes van de eene glasoort een eenigszins andere werking te hebben als de deeltjes van een andere glasoort. Men heeft ten minste opgemerkt dat in verschillende glazen buizen van denzelfden straal de afstand der kwikspiegels binnen en buiten de buis verschillend is.

Daarom is een theorie ontwikkeld, voornamelijk met het oog op de correcties die men bij het verrichten van barometeraflezingen moet aanbrengen, waardoor een betrekking verkregen is tusschen den straal van de buis, den pijl van den meniscus en den verticalen afstand van den gebogen kwikspiegel binnen de buis tot den vlakken spiegel buiten de buis, als beide dezelfde drukking per

cm⁴. van de lucht ondervinden. Men noemt dezen verticalen afstand wel de grootte van de neerdrukking door den kwikspiegel in de buis ondergaan. De uitkomsten van deze theorie heeft men in een tafel neergelegd, waardoor men in staat is, wanneer men den straal van de buis kent evenals den pijl van den meniscus, de grootte van de neerdrukking te vinden. Dit bespaart een herhaalde berekening. Een uittreksel van de tafel door Kohlrausch berekend laten wij hier volgen.

Grootte van de neerdrukking van den kwikspiegel
in een buis, in centimeters.

Aantal centimeters van de middellijn.	Aantal centimeters van den pijl.				
	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12
0,4	0,083	0,122	0,154	0,198	0,237
0,5	0,047	0,065	0,086	0,119	0,145
0,6	0,027	0,041	0,056	0,078	0,098
0,7	0,018	0,028	0,040	0,053	0,067
0,8		0,020	0,029	0,038	0,046
0,9		0,015	0,021	0,028	0,033
1,0			0,015	0,020	0,025

Indien wij dus een buis hebben met een middellijn van 8 millimeters en de pijl van den meniscus is 0,6 millimeters groot, dan bedraagt de grootte der neerdrukking van den kwikspiegel 0,20 millimeters.

Bij de vervaardiging van den barometer is de middellijn van de buis bepaald; bij het verrichten van een waarneming meet men ook den pijl van den meniscus. Uit bovenstaand tafeltje vindt men dan de neerdrukking welke de spiegel in de buis ondergaat. Deze neerdrukking moet dan opgeteld worden bij den waargenomen verticalen afstand der spiegels binnen en buiten de buis om den barometerstand te verkrijgen.

Indien twee communiceerende buizen beide zulke kleine stralen hebben dat de spiegels in hun geheel gebogen zijn, dan zullen de middelste punten van deze spiegels toch niet in hetzelfde horizontale vlak liggen wanneer de stralen verschillen. Hiervan kan men zich met behulp van het toestelletje afgebeeld in figuur 116 overtuigen.

De verticale afstanden van de middelste punten der spiegels is des te grooter, naarmate de stralen van de buizen meer van elkander verschillen.

Tusschen twee onderling evenwijdig gestelde glazen platen stijgt het water ook op en wordt het kwik neergedrukt; de grootte van de opstijging of van de neerdrukking der vloeistofmassa is slechts de helft van de grootte der opstijging of neerdrukking in een glazen buis, die een middellijn heeft even groot als de afstand der glazen platen.

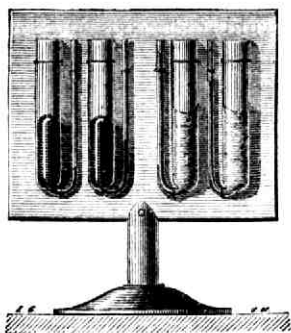


Fig. 116.

Als een lichaam van een stof met soortelijke massa grooter dan die van water, in een bak met water geworpen wordt, zoo zinkt het. Toch kan men een fijne stalen naald laten drijven op een waterspiegel, wanneer men haar voorzichtig op de wateroppervlakte neerlegt. Voor het doen gelukken van deze proef is het doelmatig een weinig vet aan de naald te smeren. De naald kan niet zinken zonder den vorm van den spiegel te doen veranderen; aan het zinken van de naald zou een indeuking vooraf moeten gaan. Onder de naald wordt dus de spiegel hol en vermindert de moleculaire drukking. Er zal evenwicht zijn en de naald dus boven den waterspiegel blijven, indien de vermindering van de moleculaire drukking per cm^2 plus het gewicht van een waterkolommetje van 1 cm^2 doorsnede en een hoogte gelijk aan den afstand van den onderkant der naald tot den vlakken spiegel, even groot is als de drukking per cm^2 veroorzaakt door het gewicht der naald. Laat men de naald in haar lengterichting in het water neer, zoo is de drukking per cm^2 ten gevolge van haar gewicht betrekkelijk groot, zoodat er geen evenwicht kan ontstaan, maar de naald door den spiegel dringt.

Het aanbrengen van een vetlaagje dient om te voorkomen, dat door de aantrekkende werking tusschen staaldeeltjes en waterdeeltjes het water zich over de naald uitspreidt, en hierdoor de naald onder den spiegel geraakt. De aantrekkende werking tusschen waterdeeltjes en vetdeeltjes is zeer gering.

101. **Endosmose.** Nauw verwant met de capillaire verschijnselen is het verschijnsel bekend onder den naam van endosmose. Een vat v is van onderen gesloten door een blaas ab en van

boven door een stop waardoor een buis n gaat. Wordt dit vat gevuld met een suikeroplossing, zoodat de vloeistofspiegel in n zichtbaar is, en dompelt men het in water, dan bemerkt men na eenigen tijd dat de spiegel in n aanmerkelijk gestegen is.

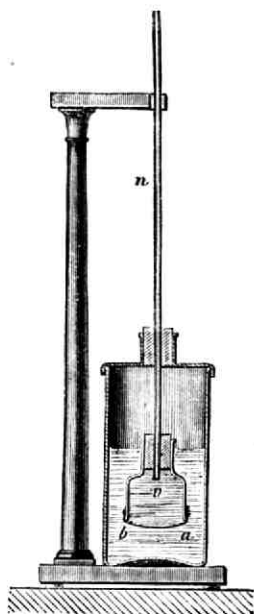


Fig. 117.

Tegelijk kan men de aanwezigheid van suiker in het water buiten het vat v aantoonen. Er is dus een deel van de suikeroplossing door de blaas naar buiten getreden, terwijl aan den anderen kant water door de blaas in het vat v is binnengedrongen. Het stijgen van den spiegel in de buis n bewijst dat het volume van het naar binnen gedrongen water grooter is dan het volume van de naar buiten getreden suikeroplossing.

In de fijne kanaaltjes die zich in de blaas bevinden, wordt zoowel eenig water als iets van de suikeroplossing opgenomen; dit is een capillair verschijnsel. Waar het water en de suikeroplossing elkander ontmoeten grijpt diffusie (zie § 67) plaats; en zoo verbreidt zich water in de suikeroplossing en een deel der suikeroplossing in het water.

Dat het volume naar binnen dringend water grooter is dan het volume der uitgedende suikeroplossing is wellicht het gevolg hiervan, dat de watermoleculen kleiner afmetingen hebben dan de suikermoleculen en zich dus in grooter aantal door de fijne kanaaltjes van het vlies bewegen.

In plaats van met een suikeroplossing kan men ook met zoutoplossingen of met andere vloeibare lichamen het verschijnsel in het leven roepen. De blaas kan vervangen worden door een caoutchoucvlies of door een laag van poreuze klei.

De endosmose speelt een groote rol bij de verschijnselen in de georganiseerde wereld.

102. Aantrekkende werking tusschen de deeltjes van een gasvormig lichaam. In § 81 hebben wij reeds opgemerkt dat als de spanning van een gasvormig lichaam aanzienlijk is en dus de onderlinge afstanden betrekkelijk klein zijn, men niet mag aannemen

dat de deeltjes onderling geen merkbare aantrekking op elkander uitoefenen en een rechtlijnige eenparige beweging hebben. Het duidelijkst blijkt het bestaan van de onderlinge aantrekking der gasdeeltjes hieruit, dat als van gasvormige lichamen de dichtheid meer en meer toeneemt en dus de onderlinge afstanden der deeltjes kleiner worden, zij over kunnen gaan in den vloeistofstaat.

Omtrent de werking, die twee deeltjes van verschillende gasvormige lichamen op elkander uitoefenen, weet men weinig. Dat zij bestaat kan hieruit afgeleid worden, dat de bestanddeelen van een mengsel van twee gasvormige lichamen onder zekere omstandigheden met elkander een scheikundige verbinding aangaan. Heeft men in een vat een mengsel van zuurstof en waterstof, liefst met een bepaalde massaverhouding der bestanddeelen, dan is de kleinste vonk in staat de scheikundige verbinding tot waterdamp te doen plaats grijpen. Zelfs is het niet onwaarschijnlijk dat men de scheikundige verbinding zou kunnen laten intreden alleen door samenpersing en dus door dichtheidsvermeerdering van het mengsel.

103. Aantrekkende werking tusschen deeltjes van een gasvormig lichaam en deeltjes van een vloeibaar lichaam. De deeltjes van een vloeibaar lichaam oefenen een merkbare werking uit op de deeltjes van een gasvormig lichaam. Dit blijkt uit het feit, dat een vloeibaar lichaam als het met een gasmassa in aanraking komt, na korteren of langeren tijd een deel van deze gasmassa opslorpt. Vult men een glazen buis, die aan het eene einde gesloten is, geheel met kwik; plaatst men ze daarna met het open einde in een bak met kwik; voert men eenige ammonia in de buis, zoodat het bovengedeelte er van met ammonia gevuld is, en brengt men vervolgens eenige waterdruppels binnen de buis, zoo stijgt de kwik in de buis zeer merkbaar; een deel van de aanwezige ammonia is door de waterdruppels opgenomen.

De hoeveelheid van een gasvormig lichaam, die door een vloeibaar lichaam wordt opgeslorpt, is afhankelijk van den aard van het vloeibare lichaam; bovendien van de temperatuur der beide lichamen, van het volume van het vloeibare lichaam en eindelijk van de spanning van de overblijvende gasmassa. Bij een bepaalde temperatuur van t° is die hoeveelheid evenredig met het volume van het vloeibare lichaam en ook, volgens de onderzoekingen van Henry, evenredig met de spanning van de overblijvende gasmassa. Noemt men de hoeveelheid van het

opgeslorpte gasvormige lichaam p gram, het volume van het vloeibare lichaam v cm³, de spanning van de overblijvende gas-massa H cm. kwik, zoo is

$$p = \alpha v \frac{H}{76} \dots \dots \dots (1)$$

Dan is α gram de massa van de bij de temperatuur t° opgeslorpte hoeveelheid gas in een volume van 1 cm³. van dit vloeibare lichaam, als de spanning van de overblijvende gasmassa 76 cm. kwik is. Is de soortelijke massa van het gas (bij 0° en 76 cm. kwik) s gram, dan is het volume door α gram van dat gas bij een temperatuur van 0° en een spanning van 76 cm. kwik ingenomen, β cm³. zoo

$$\beta = \frac{\alpha}{s} \dots \dots \dots (2)$$

Voert men de grootheid β in de vergelijking (1) in, zoo wordt

$$p = \beta s v \frac{H}{76}$$

Dan is β cm³. het volume dat bij een temperatuur van 0° en een spanning van 76 cm. kwik ingenomen wordt door de hoeveelheid gas, welke bij een temperatuur van t° door 1 cm³. van het vloeibare lichaam wordt opgenomen, als de spanning van de overblijvende gasmassa 76 cm. kwik is.

De grootheid β is door Bunsen de opslorplingscoëfficiënt van het gas voor deze vloeistof bij de temperatuur van t° genoemd. Bij een temperatuur van 15° vond Bunsen:

	β voor water.	β voor alcohol.
Stikstof.....	0,01478	0,12142
Waterstof.....	0,01930	0,06725
Zuurstof.....	0,02989	0,28397
Koolzuur.....	1,0020	3,1993
Lucht.....	0,01795	

Dat bij de opslorping van gasmassa's door vloeibare lichamen niet alleen de aantrekkende werking van de vloeistofdeeltjes op de gasdeeltjes in het spel is, blijkt uit de afhankelijkheid welke

de opgeslorpte hoeveelheid gas vertoont van de spanning der overblijvende gasmassa.

Neemt de spanning der overblijvende gasmassa af, dan verlaat ook een deel der opgeslorpte gasmassa het vloeibare lichaam totdat wederom de evenwichtstoestand bereikt is.

Is een mengsel van twee gasvormige lichamen in aanraking met een vloeibaar lichaam, zoo slorpt het vloeibare lichaam van elk der gasvormige lichamen een deel op en wel zooveel als het doen zou, wanneer elk der gasvormige lichamen alleen in zijn tegenwoordigheid was.

Van de verandering, welke de opslorplingscoëfficiënt ondergaat bij verandering van de temperatuur weet men weinig; in het algemeen wordt hij bij toenemende temperatuur kleiner.

104. Aantrekkende werking tusschen de deeltjes van een gasvormig lichaam en de deeltjes van een vast lichaam. Ook vaste lichamen oefenen een merkbare werking uit op een omgevende gasmassa. De deeltjes aan de oppervlakte van het vaste lichaam schijnen de gasdeeltjes aan te trekken en zoo een deel der gasmassa op de oppervlakte van het lichaam te verdichten. Bevat een buis, die van boven gesloten en met het benedeneinde in een bak met kwik geplaatst is, een hoeveelheid koolzuur, en brengt men in deze buis een stuk uitgegloeid houtskool, dan ziet men den spiegel binnen de buis snel stijgen. Een stuk houtskool kan ook andere gasvormige lichamen opnemen in grootere of kleinere hoeveelheid. Zoo vond de Saussure dat bij een spanning van 72,4 cm. kwik een stuk houtskool een volume ammonia opnam dat 90maal zoo groot was als zijn eigen volume; een volume koolzuur dat 35 maal, een volume zuurstof dat 9,25 maal, een volume stikstof dat 7,5 maal, een volume waterstof dat 1,75 maal zoo groot was als zijn eigen volume. Bij kleinere spanningen bleek de hoeveelheid van het opgenomen gas geringer te zijn.

Het is noodig dat men het stuk houtskool waarmede men een proef gaat nemen, zorgvuldig uitgloeit; als het eenigen tijd in de buitenlucht is geweest, heeft het lucht aan zijn oppervlakte verdicht en hierdoor het vermogen verloren andere gasvormige lichamen te verdichten; maar deze luchtmasa wordt afgegeven als het stuk houtskool verhit wordt tot de temperatuur waarbij het gloeit. Na de gloeiing moet het onder kwik afgekoeld worden om te voorkomen dat het opnieuw lucht opneemt.

Alle vaste lichamen schijnen in grooter of geringer mate het vermogen te hebben gasvormige lichamen aan hun oppervlakte te verdichten. In het bijzonder is dit merkbaar bij lichamen met groote oppervlakte, zooals poedervormige lichamen, stukken platinaspons, enz. Een glazen plaat die zich in de buitenlucht bevindt, is ook bedekt met een luchtlaag en een waterdamp laag. Strijkt men met een staafje over een dergelijke glazen plaat, dan zal de gaslaag op de plaats waar het staafje met het glas in aanraking geweest is, voor een deel zijn weggenomen. Op deze plaats heeft de glasoppervlakte andere eigenschappen verkregen. Laat men dan ook waterdamp op de glazen plaat zich tot water verdichten door er over te ademen, dan ziet men de plaats waar het staafje met het glas in aanraking is geweest, helder en het overige gedeelte dof.

DERDE AFDEELING.

WARMTE.

HOOFDSTUK VII.

THERMOMETRIE.

105. **Het wezen der warmte.** Een bijzondere gewaarwording welke wij krijgen wanneer verschillende voorwerpen door ons aangeraakt worden, is het uitgangspunt geweest voor de bestudeering der warmteverschijnselen. In het dagelijksch leven gebruikt men verschillende woorden om deze gewaarwording uit te drukken; men noemt een voorwerp heet, warm, lauw, koud, enz. Vroeger schreef men het warm zijn van een voorwerp toe aan de aanwezigheid binnen het voorwerp van een zekere stof, warmte; en eveneens het koud zijn van een voorwerp aan de aanwezigheid van een andere stof, koude. Langzamerhand kwam men tot de meening dat koude geen afzonderlijke stof was, maar dat een koud voorwerp eenvoudig minder warmte bevatte dan een warm voorwerp. Werde een voorwerp warmer, zoo hield men het er voor dat er warmte aan werd toegevoerd; werd het kouder, dat er warmte aan onttrokken werd.

In de tweede helft van deze eeuw is men algemeen tot de overtuiging gekomen, dat de warmteverschijnselen niet veroorzaakt worden door een bepaalde stof, warmte, maar dat zij het gevolg zijn van de beweging van de moleculen der lichamen. Wordt

een voorwerp warmer, dan neemt volgens deze voorstelling de snelheid zijner moleculen toe; wordt het kouder dan neemt de snelheid zijner moleculen af. Ook bij de tegenwoordige voorstelling zegt men dat aan een lichaam hetwelk warmer wordt, warmte wordt toegevoerd; en evenzoo dat aan een lichaam hetwelk kouder wordt, warmte wordt onttrokken. Maar nu beteekent het woord warmte niet meer een zekere stof, maar arbeidsvermogen der moleculen. Wij zullen later de methode leeren kennen tot het meten van hoeveelheden warmte. Is de hypothese dat de warmteverschijnselen veroorzaakt worden door de beweging der moleculen juist, dan moet een bepaalde hoeveelheid warmte eenvoudig een bepaalde hoeveelheid arbeidsvermogen zijn.

In § 49 hebben wij gezegd dat elke molecule uit een zeker aantal atomen bestaat; een molecule beweegt zich dus omdat elk harer atomen zich beweegt. Een molecule is steeds door ons als een stoffelijk punt behandeld; maar soms is het wenschelijk in het oog te houden, dat zij eigenlijk een stelsel van stoffelijke punten vormt, die niet ten opzichte van elkander in rust behoeven te zijn. De baan, welke het zwaartepunt der molecule beschrijft, noemt men dan de baan van de molecule; de snelheid welke dit zwaartepunt heeft, de snelheid der molecule. De beweging van elk der atomen stelt men zich ontbonden (zie § 13) voor in twee bewegingen, waarvan de eene in dezelfde richting en met dezelfde snelheid plaats grijpt als de beweging van het zwaartepunt der molecule, en waarvan de tweede ontbindingsbeweging genoemd wordt de beweging van het atoom ten opzichte van het zwaartepunt. Is de massa van een atoom μ_1 gram, en is s_1 de snelheid bij deze tweede ontbindingsbeweging, dan noemt men $\frac{1}{2}\mu_1 s_1^2$ het arbeidsvermogen van beweging van dit atoom ten opzichte van het zwaartepunt. Zijn de massa's der overige atomen resp. μ_2, μ_3 enz. gram, en zijn s_2, s_3 enz. de snelheden bij die tweede ontbindingsbewegingen, dan wordt

$$\frac{1}{2}\mu_1 s_1^2 + \frac{1}{2}\mu_2 s_2^2 + \frac{1}{2}\mu_3 s_3^2 + \text{enz.}$$

het inwendig arbeidsvermogen van beweging der molecule genoemd. Indien $m = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3 + \text{enz.}$ gram de massa van de molecule en u de snelheid van haar zwaartepunt is, noemt men $\frac{1}{2}mu^2$ het translatorisch arbeidsvermogen van beweging der molecule.

De som van de hoeveelheden arbeidsvermogen van plaats, welke de atomen eener molecule bezitten ten gevolge van de werkingen tusschen hen onderling, noemt men het inwendig

arbeidsvermogen van plaats van deze molecule. De som van de hoeveelheden arbeidsvermogen van plaats, welke de atomen eener molecule bezitten ten gevolge van de werking van atomen van andere moleculen, wordt het uitwendig arbeidsvermogen van plaats der molecule genoemd.

Wij zeiden zoo straks dat als een voorwerp warmer wordt, men zich voorstelt dat de moleculen een grooter snelheid en dus een grooter arbeidsvermogen van beweging krijgen; duidelijkheidshalve voegen wij hieraan toe, dat hiermede het translatorisch arbeidsvermogen van beweging der moleculen bedoeld wordt.

In den regel zullen wij de beweging van de atomen ten opzichte van het zwaartepunt der molecule buiten beschouwing kunnen laten; slechts voor de verklaring van sommige verschijnselen zullen wij er op terug moeten komen.

Het is mogelijk dat aan een lichaam warmte wordt toegevoerd zonder dat het warmer wordt. Dan gaat evenwel de opneming van warmte gepaard met een verandering van den aggregaatstoestand der moleculen van het lichaam. Zoo kan aan een stuk ijs warmte toegevoerd worden zonder dat het warmer wordt, maar een deel van het stuk ijs wordt dan vloeibaar. Bij de vroegere voorstelling zeide men, dat de toegevoerde warmte latent, dat is verborgen werd; men meende dat de warmtestof zich verbond met de deeltjes en zoo onmerkbaar werd naar buiten. Tegenwoordig stelt men zich voor dat het arbeidsvermogen hetwelk aan een lichaam toegevoerd wordt, in het algemeen besteed wordt tot het vermeerderen: 1^o van het translatorisch arbeidsvermogen van beweging der moleculen; 2^o van het inwendig arbeidsvermogen van beweging der moleculen; 3^o van het uitwendig arbeidsvermogen van plaats der moleculen; 4^o van het inwendig arbeidsvermogen van plaats der moleculen; 5^o van het arbeidsvermogen der omgeving van het lichaam. Nu is het mogelijk dat al het toegevoerde arbeidsvermogen wordt besteed tot de vermeerdering van het uitwendig arbeidsvermogen van plaats der moleculen, van het inwendig arbeidsvermogen der moleculen en van het arbeidsvermogen der omgeving van het lichaam, maar dat geen vermeerdering van het translatorisch arbeidsvermogen van beweging der moleculen plaats heeft; dan wordt het lichaam ook niet warmer.

Omgekeerd kan aan een lichaam ook warmte onttrokken worden zonder dat het kouder wordt; volgens de vroegere voorstelling werd hierbij de zoogenaamde latente warmte wederom vrij;

volgens de tegenwoordige voorstelling verliezen dan de moleculen wel uitwendig arbeidsvermogen van plaats maar geen arbeidsvermogen van beweging. Ook dit verschijnsel doet zich alleen voor bij verandering van aggregaatstoestand.

Wij hebben in deze paragraaf het een en ander medegedeeld omtrent de tegenwoordig algemeen aangenomen voorstellingen; maar wij hebben de gronden hiervoor niet aangevoerd. Deze zullen later behandeld worden; maar het is van belang reeds dadelijk met deze voorstellingen bekend te zijn om de verklaringen welke van de warmteverschijnselen gegeven worden te kunnen begrijpen.

106. Temperatuur. In vele gevallen zijn wij in staat door aanraking met de hand te beoordeelen of het lichaam *A* warmer is dan het lichaam *B*. Doch de gewaarwording welke wij krijgen, blijkt afhankelijk te zijn van verschillende omstandigheden. Het duidelijkst treedt dit aan den dag bij de volgende proef. Houdt men de linkerhand gedurende eenige oogenblikken in een bak met heet water, de rechterhand in een bak met ijs, en brengt men dan beide handen in een bak met lauw water, dan krijgt de linkerhand den indruk dat het lauwe water koud, de rechterhand dat het lauwe water warm is. Evenzoo wanneer wij in hetzelfde vertrek achtereenvolgens een houten tafel en een marmeren schoorsteenmantel aanraken, zal het ons toeschijnen dat de tafel warmer is dan de schoorsteenmantel, niettegenstaande volgens een andere wijze van beoordeeling, die wij dadelijk gaan bespreken, zij wellicht even warm zijn.

Een algemeen waargenomen verschijnsel heeft er toe geleid op andere wijze den warmtegraad van lichamen te onderzoeken als door middel van de hand. Dit verschijnsel is de volumeverandering, welke elk lichaam ondergaat, waaraan warmte toegevoerd of waaraan warmte onttrokken wordt. Als algemeene regel, waarop slechts uiterst weinige uitzonderingen bekend zijn, geldt dat een lichaam hetzij vast, vloeibaar of gasvormig, bij toevoering van warmte een grooter volume verkrijgt en dus zich uitzet, en bij onttrekking van warmte een kleiner volume en dus inkrimpt.

Om aan een lichaam warmte toe te voeren heeft men het slechts met een warmer voorwerp in aanraking te brengen; om er warmte aan te onttrekken, met een kouder voorwerp; dit leert de ervaring van het dagelijksche leven.

Tot het aantoonen van de uitzetting van een vast lichaam bij verwarming maakte 's Gravesande (1688—1742) gebruik van een toestel, afgebeeld in figuur 118. Deze bestaat uit een metalen ring, die aan een statief bevestigd is en waardoor een koperen bol juist kan op en neergaan, zoodat hij niet op den ring kan rusten. Verhit men nu den bol in

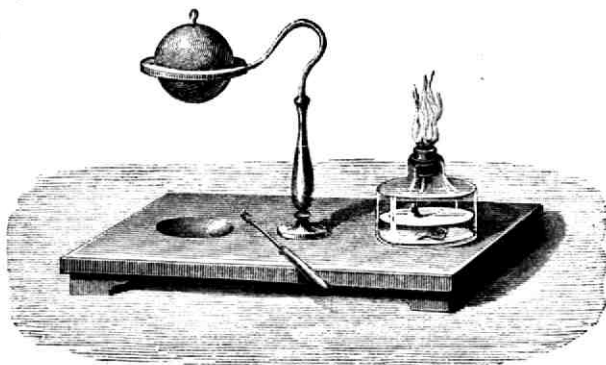


Fig. 118.

een spiritusvlam, dan blijkt het dat hij wel op den ring kan rusten; de bol heeft dus een grooter middellijn gekregen. Laat men hem daarna aan zichzelf over te midden van een koudere omgeving, zoo krimpt hij wederom in en valt na eenigen tijd door den ring.

Om aan te toonen dat een vloeibaar lichaam ook een dergelijke volumeverandering ondergaat, maakt men gebruik van een nauwe glazen buis, waaraan een bol geblazen is. De bol met de buis tot *a* wordt gevuld bijv. met gekleurd water. Dompelt men nu dezen bol in een bak met warm water, zoo ziet men den spiegel in de buis eerst dalen tot *b* en vervolgens stijgen tot *a'*. Deze proef leert twee zaken. In de eerste plaats dat de warmte de vloeistofmassa binnen den bol slechts bereikt door tusschenkomst van het glas. Immers de daling van den spiegel van *a* tot *b* kan niet goed anders verklaard worden als uit het grooter worden van den inhoud van den glazen bol door de verwarming, welke hij ondergaat voordat een merkbare hoeveelheid warmte aan de vloeistofmassa binnen den bol is afgegeven. In de tweede plaats leert deze proef dat de volumevermeerdering welke het vloeibare lichaam binnen den bol ten slotte krijgt, grooter is dan de inhoudsvermeerdering van het reservoir, want de spiegel stijgt tot *a'*. Neemt men den glazen bol nu uit den bak met warm water en plaatst men hem terstond in een bak met koud water, zoo ziet men eerst den spiegel stijgen boven *a'* en daarna dalen beneden *a'*. Ook de onttrekking van warmte aan de vloeistofmassa binnen den bol geschiedt dus door tusschenkomst van den glazen wand.

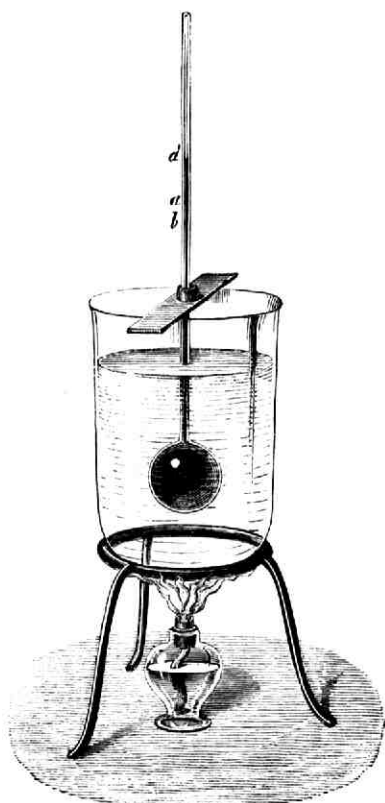


Fig. 119.

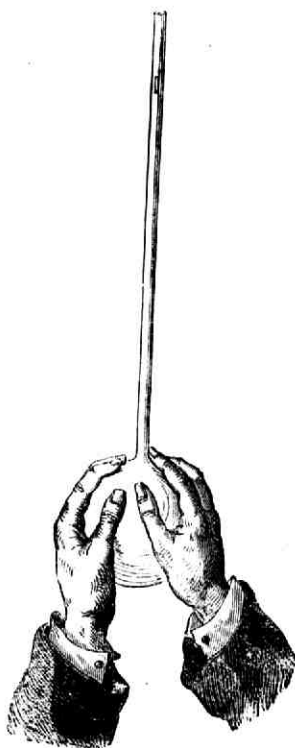


Fig. 120.

Om eindelijk aan te toonen dat ook een gasvormig lichaam volumeveranderingen ondergaat bij verwarming en bij afkoeling, gebruikt men een glazen bol met nauwe buis, die gevuld is met lucht; men brengt in de buis een kwikdruppel, welke de lucht binnen het reservoir afsluit van de buitenlucht. Verwarmt men den glazen bol eenvoudig door de handen er tegen te houden, zoo beweegt zich de kwikdruppel naar het open einde der buis, de afgesloten luchtmasa neemt dus een grooter volume in.

Het volume van een vast lichaam en dat van een vloeibaar lichaam wordt door drukkingen van buiten niet merkbaar kleiner, tenzij de drukkingen zeer aanzienlijk zijn. Vandaar dat men zeer groote drukkingen op de oppervlakte van een vast of van een vloeibaar lichaam zou moeten uitoefenen om te verhinderen dat

het zich bij verwarming uitzet. Maar door de drukking op een gasvormig lichaam uitgeoefend een weinig te vergrooten, kan men zijn volumevermeerdering bij verwarming verhinderen. Intusschen krijgt het dan een grootere spanning.

Uit het feit dat, op enkele uitzonderingen na die later besproken worden, ieder lichaam bij verwarming een grooter volume verkrijgt en bij afkoeling een kleiner volume, besluit men omgekeerd, behoudens deze uitzonderingen, dat elk lichaam hetwelk grooter wordt, warmte opneemt, en elk lichaam hetwelk kleiner wordt, warmte afgeeft, mits de drukking die van buiten er op uitgeoefend wordt, geen wijziging ondergaat.

De ervaring leert, dat wanneer twee lichamen *A* en *B* met elkander in innige aanraking worden gebracht, zich drie gevallen kunnen voordoen: 1°. dat *A* en *B* beide hun volume onveranderd behouden en dus dat *A* geen warmte afgeeft aan *B* en evenmin *B* aan *A*; 2°. dat *A* een kleiner volume krijgt en *B* een grooter volume; dat dus *A* warmte afgeeft aan *B*; 3°. dat *A* een grooter volume krijgt en *B* een kleiner volume; dat dus *A* warmte ontvangt van *B*. In het eerste geval zegt men dat *A* en *B* dezelfde temperatuur hadden; in het tweede geval dat *A* een hoogere temperatuur had dan *B*; in het derde geval dat *A* een lagere temperatuur had dan *B*. In de beide laatste gevallen zegt men dat er tusschen *A* en *B* een verschil van temperatuur bestaat. De temperatuur van een lichaam wordt dus beoordeeld naar zijn vermogen om aan andere lichamen warmte af te geven of van andere lichamen warmte op te nemen. De eenigszins onbestemde uitdrukking, in het dagelijksch leven in gebruik, dat twee lichamen *A* en *B* even warm zijn, gegrond op de gewaarwording welke wij bij aanraking ontvangen, wordt nu vervangen door de volkomen bepaalde uitdrukking dat die twee lichamen dezelfde temperatuur hebben; dat wil zeggen, dat het lichaam *A* bij innige aanraking met *B* geen warmte afgeeft aan *B* en geen warmte ontvangt van *B*.

De ervaring leert, dat wanneer de twee lichamen *A* en *B* dezelfde temperatuur hebben en evenzoo de twee lichamen *B* en *C*, ook de lichamen *A* en *C* dezelfde temperatuur hebben. Hieruit volgt dat de temperatuur van een lichaam niet afhankelijk is van den aard der stof, waaruit het bestaat. Op zichzelf zou het denkbaar zijn, dat wanneer bij innige aanraking *A* geen warmte ontving van *B* en *B* geen warmte van *C*, toch wel *A* warmte ontving van *C* of warmte afstond aan *C*. Dat dit niet plaats heeft is een der gronden voor de meening, dat de temperatuur bepaald wordt door

het translatorisch arbeidsvermogen van beweging der moleculen van het lichaam.

Eindelijk leert de ervaring nog dat, wanneer twee lichamen *A* en *B* met elkander in innige aanraking gebracht worden en hierbij *A* warmte afgeeft aan *B*, na korteren of langeren tijd de volumeverandering van *A* zoowel als die van *B* ophoudt. Dan hebben dus *A* en *B* dezelfde temperatuur verkregen.

107. Het meten van temperatuursverschillen berustende op het meten van de volumeverandering van een lichaam. Door de bepalingen in de vorige paragraaf gegeven kan men uitmaken dat bijv. het lichaam *A* een hooger temperatuur heeft dan het lichaam *B*, en evenzoo dat *B* een hooger temperatuur heeft dan het lichaam *C*. Er bestaat dan tusschen *A* en *B* een temperatuursverschil en evenzoo tusschen *B* en *C*. Men wenscht nu op de een of de andere wijze het temperatuursverschil tusschen *A* en *B* te vergelijken met dat tusschen *B* en *C*; met andere woorden, men wenscht een methode tot het meten van temperatuursverschillen. Men kan hiertoe gebruik maken van de volumeverandering, welke een lichaam *P* bij verandering van temperatuur ondergaat. Men kan vaststellen dat dit bijzondere lichaam *P* onderling gelijke temperatuursverhoogingen heeft ondergaan, wanneer het onderling gelijke volumevermeerderingen heeft gekregen; en dat het onderling gelijke temperatuursverlagingen heeft ondergaan, wanneer het onderling gelijke volumeverminderingen heeft gekregen. Brengt men dan *P* in aanraking met *A* totdat *P* en *A* dezelfde temperatuur hebben; brengt men *P* daarna in aanraking met *B* totdat zij dezelfde temperatuur hebben; en brengt men eindelijk *P* in aanraking met *C* totdat zij dezelfde temperatuur hebben; dan is de verhouding van de volumevermindering welke *P* onderging toen het van de temperatuur van *A* daalde tot die van *B*, en de volumevermindering welke *P* onderging toen het van de temperatuur van *B* daalde tot die van *C*, gelijk aan de verhouding van het temperatuursverschil tusschen *A* en *B* en het temperatuursverschil tusschen *B* en *C*. Als eenheid van temperatuursverschil zou men nu kunnen aannemen de temperatuursverhoging welke het lichaam *P* bij een bepaalde volumevermeerdering, bijv. bij een volumevermeerdering van 1 kub. millimeter, ondergaat. Maar om tot een eenheid van temperatuursverschil te geraken slaat men een anderen weg in. Er zijn sommige temperaturen, die men altijd gemakkelijk kan

terugvinden. Het blijkt dat de temperatuur van smeltend ijs, zoo niet buitengewone omstandigheden optreden die wij later bespreken, steeds dezelfde is; evenzoo is de temperatuur van den damp van water, dat in een open vat bij een bepaalde spanning der buitenlucht kookt, steeds dezelfde. De temperatuur van den damp van water, dat in een open vat bij een spanning van 76 cm. kwik der buitenlucht kookt, noemt men het kookpunt van water; de temperatuur van smeltend ijs het smeltpunt van ijs. Als eenheid van temperatuursverschil heeft men nu in navolging van Celsius (1701—1744) aangenomen het honderdste gedeelte van het temperatuursverschil tusschen het kookpunt van water en het smeltpunt van ijs; aan deze eenheid van temperatuursverschil geeft men den naam van Celsiusgraad.

Brengt men het lichaam P te midden van smeltend ijs zoolang totdat het volume van P geen verandering meer ondergaat en P dus de temperatuur van smeltend ijs heeft gekregen; brengt men vervolgens P in den damp van kokend water bij een spanning der buitenlucht van 76 cm. kwik totdat P de temperatuur van dezen damp heeft gekregen; blijkt het dat P bij den overgang van de eerste temperatuur tot de tweede een volumevermeerdering van α cm³. heeft gekregen; dan zal de temperatuur 1 graad zijn gestegen als P een volumevermeerdering van $\frac{\alpha}{100}$ cm³. heeft ondergaan, en 1 graad zijn gedaald als P een volumevermindering van $\frac{\alpha}{100}$ cm³. heeft ondergaan. Heeft P bij de temperatuur van smeltend ijs een volume van v_0 cm³., stelt men $\frac{\alpha}{100} = \alpha v_0$, en krijgt P een volume van v' cm³, dan is zijn temperatuur t graden boven het smeltpunt van ijs gelegen als

$$t = \frac{v' - v_0}{\alpha v_0} \dots \dots \dots (1)$$

Men is nu overeengekomen de temperatuur van smeltend ijs te noemen 0 graden Celsius of 0° C.; de temperatuur die t graden hooger is dan het smeltpunt van ijs t graden Celsius of t° C.; de temperatuur die t graden lager is dan de temperatuur van smeltend ijs, $-t$ graden Celsius of $-t^\circ$ C. Noemt men nu het volume dat P bij t° C inneemt, v_t cm³., dan bestaat de betrekking

$$v_t = v_0 (1 + \alpha t) \dots \dots \dots (2)$$

Is het volume dat P bij $-t^{\circ}$ C. inneemt v_{-t} cm³, dan is

$$v_{-t} = v_0 (1 - \alpha t) \dots \dots \dots (3)$$

De vergelijking (2) kan als algemeen geldend worden beschouwd, indien men in het oog houdt, dat t ook een negatief getal kan voorstellen.

Een lichaam dat bij onderling gelijke temperatuursverhoogingen onderling gelijke volumevermeerderingen verkrijgt, noemt men een lichaam dat zich bij verwarming gelijkmatig uitzet. Uit de gekozen methode tot bepaling van temperatuursverschillen volgt dat P zich bij verwarming gelijkmatig uitzet. Met behulp van P kan men nu onderzoeken of een ander lichaam Q zich ook gelijkmatig uitzet. Hiertoe plaatst men P en Q in eenzelfde omgeving bijv. een bak met koud water. P en Q zullen dan na eenigen tijd dezelfde temperatuur verkregen hebben; deze temperatuur bepaalt men uit het volume dat door P ingenomen wordt; men meet eveneens het volume van Q . Vervolgens bepaalt men op dezelfde wijze het volume van Q bij twee andere temperaturen, en men kan dan onderzoeken of de volumevermeerdering door Q ondergaan evenredig is met zijn temperatuursverhooging. Het blijkt nu dat wanneer Q uit dezelfde stof bestaat als P , ook Q zich regelmatig uitzet, en dat dan bij een bepaalde temperatuursverhoging de volumevermeerderingen van Q en van P zich verhouden als de volumes die P en Q bij 0° C. innemen; de grootheid α voorkomende in de vergelijkingen (1) en (2) geeft dus het aantal cm³. aan van de volumevermeerdering, welke een lichaam van dezelfde stof als P en van een volume bij 0° C. van 1 cm³. ondergaat bij een temperatuursverhoging van 1 graad. Maar zoo Q een lichaam is van eenige andere stof, dan blijkt het dat het zich wel nagenoeg, doch niet volkomen regelmatig uitzet. De uitkomsten die men bij het meten van temperatuursverschillen verkrijgt, zijn dus afhankelijk van de stof waaruit het lichaam P bestaat, maar niet afhankelijk van het volume van P .

De stof welke men vroeger gekozen heeft voor zulk een lichaam P , is kwik; neemt men deze aan, dan zet zich elke hoeveelheid kwik bij verwarming regelmatig uit. Men kan gemakkelijker van een vloeibaar lichaam de volumeveranderingen nagaan dan van een vast lichaam; bovendien is de volumeverandering welke een vloeibaar lichaam bij zekere temperatuursverhoging ondergaat, in het algemeen grooter dan die van een vast lichaam; eindelijk kan men met behulp van een hoeveelheid kwik vrij lage en vrij

hooge temperaturen bepalen, zonder dat men veranderingen in den aggregaatstoestand der kwikdeeltjes te vreezen heeft. Deze redenen hebben tot het kiezen van kwik geleid.

108. Gewone kwikthermometer. Elke toestel, welke dient tot het bepalen van temperaturen, wordt thermometer genoemd. De grondslag van den kwikthermometer is de gelijkmatige uitzetting van elke hoeveelheid kwik die verwarmd wordt, zooals in de vorige paragraaf is uiteengezet. Toch stelt de kwikthermometer, zooals wij zien zullen, niet in staat volkomen nauwkeurige temperatuursbepalingen op dezen grondslag te verrichten, omdat de meting van de volumeveranderingen eener kwikmassa niet volkomen nauwkeurig kan zijn.

Om een gewonen kwikthermometer te vervaardigen, neemt men een nauwe glazen buis die zoo volkomen mogelijk cilindrisch is; aan het eene einde dezer buis bevindt zich een cilindrisch of bolvormig reservoir, aan het andere einde der buis een peervormig gedeelte, dat in een nauwe buis uitloopt. Door verwarming van den geheelen toestel drijft men eenige lucht uit, en steekt daarna het open einde van het peervormige gedeelte in een bak met zuiver kwik. Terwijl men het reservoir blijft verwarmen, laat men het peervormige gedeelte afkoelen; door de buitenlucht wordt dan een hoeveelheid kwik naar binnen geperst. Keert men vervolgens de buis om en laat men dan ook het reservoir afkoelen, zoo zal door de buitenlucht een deel van de kwik, die zich in het peervormig gedeelte bevindt, gedreven worden naar het reser-

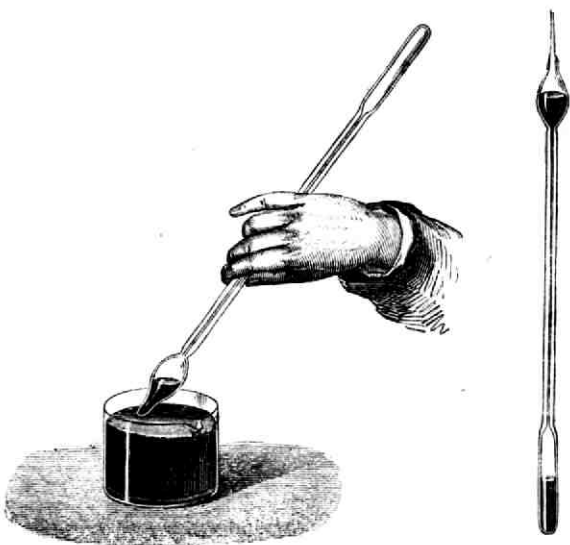


Fig. 121.

voir. Heeft men op deze wijze een genoegzaam groote hoeveelheid kwik in het reservoir en in het peervormig gedeelte gebracht, zoo wordt de geheele toestel op een rooster verhit door gloeiende stukjes houtskool. Hierbij geraakt de kwikmassa aan het koken en worden de aanwezige lucht en waterdamp uitgedreven. Bij afkoeling vult zich dan het geheele reservoir en de buis met kwik. Het peervormig gedeelte wordt nu van de buis afgebroken; de toestel wordt daarna verwarmd tot iets boven de hoogste temperatuur, welke men met den thermometer wenschte te bepalen; een gedeelte van de kwikmassa zal uitvloeien; als dit plaats heeft gehad wordt de buis dichtgesmolten. Dan krijgt men dus een buis, die bij gewone temperaturen niet geheel met kwik gevuld is en het voorkomen heeft van een der toestellen, afgebeeld in figuur 122. Wordt de temperatuur hooger, zoo stijgt de spiegel binnen de buis; wordt zij lager, dan daalt hij.

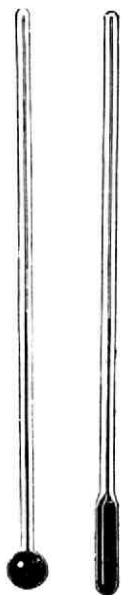


Fig. 122.

Men bepaalt de volumeveranderingen van de kwikmassa uit de veranderingen van den stand van den kwikspiegel binnen de buis. Om te vinden welke volumeverandering van de kwikmassa overeenkomt met een temperatuursverandering van 1 Celsiusgraad, brengt men den thermometer in een bak met smeltend ijs. Een koperen bak, waarvan de bodem tal van kleine openingen heeft, wordt gevuld met sneeuw of met kleine stukjes ijs en gebracht in een warm vertrek. De thermometer wordt in dezen bak geplaatst; is de sneeuw of de ijsmassa vochtig, zoodat nu en dan eenige druppels water door de openingen in den bodem van den bak uitvloeien, dan weet men dat de sneeuw of het ijs smeltende is; is de kwikspiegel binnen de buis tot rust gekomen, zoo wordt tegenover den kwikspiegel een vijfstreepje aangebracht en hiernaast het cijfer 0 geplaatst. Dan weet men dat telkens wanneer de spiegel binnen de buis tegenover deze nulstreep staat, de temperatuur van den thermometer 0° C. is.

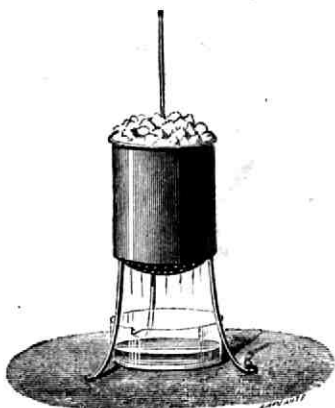


Fig. 123.

Vervolgens gaat men bepalen, welke stand door den spiegel ingenomen wordt zoo de temperatuur van den thermometer 100° C is. Hiertoe maakt men gebruik van een koperen bak afgebeeld in figuur 124. Deze koperen bak bestaat uit twee cilindrische

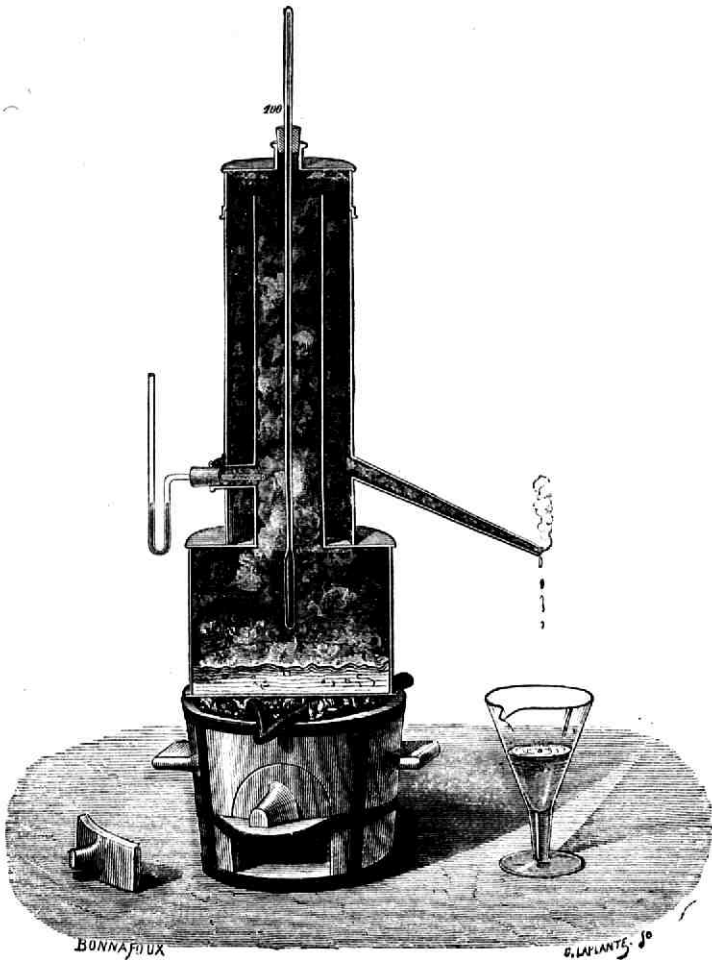


Fig. 124.

gedeelten; het onderste wijdere gedeelte bevat eenig water; het bovenste nauwere gedeelte is open maar omgeven door een tweeden cilinder of mantel, die van boven gesloten is door een deksel. In dit deksel is een kleine opening, waardoor de thermometer, in een

kurk gevat, gebracht kan worden; deze kurk sluit de opening geheel. Door een zijbuis staat de ruimte binnen den mantel in gemeenschap met de buitenlucht. Door een andere zijbuis is de ruimte binnen den eigenlijken bak in verbinding met een open manometer, die met water gevuld is. Nadat de thermometer in den toestel geplaatst is, brengt men het water aan het koken; de spiegel binnen de buis van den thermometer stijgt; men zorgt dat, ook als de spiegel den hoogsten stand heeft bereikt, hij slechts even boven de kurk zichtbaar is, en aan den anderen kant dat het reservoir van den thermometer boven den waterspiegel in den bak blijft. Laat ons eenvoudigheidshalve aannemen, dat de spanning der buitenlucht 76 cm. kwik is en dat de spiegels van den watermanometer in hetzelfde horizontale vlak gelegen zijn; dan kookt de watermassa bij een spanning van 76 cm. kwik. De temperatuur van den gevormden waterdamp is dan de temperatuur die wij 100° C. genoemd hebben. De waterdamp die de vloeistofmassa verlaat, kan niet naar buiten treden zonder de ruimte tusschen den nauwen cilinder en den mantel doorloopen te hebben. Hierdoor wordt de mogelijke afkoeling van den waterdamp binnen den nauwen cilinder, te midden waarvan de thermometer geplaatst is, verhinderd. Indien de kwikspiegel niet meer van stand verandert, dan kan men door een vijlstreepje dezen stand op de buis aangeven en hiernaast het cijfer 100 plaatsen. Dan weet men dat telkens als de spiegel tegenover deze honderdstreep staat, de temperatuur van den thermometer 100° C. is.

Neemt men aan dat de thermometerbuis en het reservoir bij verwarming denzelfden inhoud behouden, dan is de inhoud van de buis tusschen de nulstreep en de honderdstreep de volumevermeerdering welke de opgesloten kwikmassa bij verwarming van 0° C. tot 100° C. ondergaat. Is de buis, wat wij onderstellen, volkomen cilindrisch, en verdeelt men door deelstrepen den afstand tusschen de nulstreep en de honderdstreep in 100 deelen van gelijke lengten, dan is de inhoud van de buis tusschen twee opeenvolgende deelstrepen gelijk aan het honderdste gedeelte van de volumevermeerdering, welke de opgesloten kwikmassa ondergaat bij verwarming van 0° C. tot 100° C. Indien dus de kwikspiegel binnen de buis stijgt van de eene deelstreep tot de naastvolgende, zoo is de temperatuur van den thermometer met 1 Celsiusgraad toenomen. Het is duidelijk dat hoe grooter de inhoud van het reservoir en hoe nauwer de buis, hoe grooter ook de afstand tusschen

de opeenvolgende deelstrepen is. Zet men naast de deelstrepen cijfers van 1 tot 99, dan geeft de deelstreep, tegenover welke de spiegel zich bevindt, de temperatuur van den thermometer in graden Celsius aan. Men kan de verdeling van de buis voortzetten boven de honderdstreep en beneden de nulstreep. Naast de deelstrepen beneden de nulstreep plaatst men de getallen — 1, — 2 enz.

Deze methode zou niets te wenschen overlaten, indien werkelijk de glazen buis bij verwarming en bij afkoeling geen inhoudsverandering onderging. Zelfs zou zij bij de nauwkeurigheid waarmede men gewoonlijk zich tevreden stelt, volkomen bruikbaar zijn indien het glas zich gelijkmatig uitzette. Maar het glas zet zich niet gelijkmatig uit, en deze ongelijkmatigheid is voor verschillende soorten van glas merkbaar verschillend. Dit maakt dat verschillende gewone kwikthermometers in dezelfde omgeving geplaatst (mits niet van een temperatuur van 0° C. of 100° C.) voor deze omgeving verschillende temperaturen kunnen aanwijzen. Wel is dit verschil in aanwijzing in den regel van gering bedrag, zoodat het voor het dagelijksch leven en bij gewone proeven niet in aanmerking behoeft genomen te worden, maar bij het doen van nauwkeurige bepalingen is het zeer hinderlijk.

Het gebeurt, dat indien een thermometer eenigen tijd na zijn vervaardiging in smeltend ijs wordt geplaatst, de spiegel niet meer tegenover de nulstreep komt te staan, maar iets daarboven. Dit schijnt het gevolg te zijn van een geringe samentrekking van den reservoirwand; na de verhitting van de buis en het reservoir tot de temperatuur waarbij de kwikmassa kookt, schijnen de glasdeeltjes bij afkoeling niet terstond een blijvenden evenwichtsstand in te nemen; de samentrekking schijnt nog geruimen tijd aan te houden. Vandaar dat men de schaalverdeling eerst een tweetal jaren na de vervaardiging van den thermometer behoort aan te brengen, als men deze zoogenaamde verandering der vaste punten wil voorkomen. Zelfs als deze voorzorg is genomen is het goed nu en dan te onderzoeken of werkelijk bij een temperatuur van 0° C. de spiegel tegenover de nulstreep staat.

De beschreven thermometer wordt wel de Celsius thermometer genoemd, omdat als eenheid van temperatuurverschil aangenomen is de eenheid die Celsius heeft voorgeslagen, namelijk het honderdste deel van het temperatuurverschil tusschen het kookpunt van water en het smeltpunt van ijs. Fahrenheit heeft als eenheid aangenomen het 180^{ste} gedeelte van het temperatuur-

verschil tusschen het kookpunt van water en het smeltpunt van ijs; deze eenheid wordt de Fahrenheitgraad genoemd; 180 Fahrenheitgraden zijn dus gelijk aan 100 Celsiusgraden. Als nulpunt van temperatuur nam Fahrenheit aan de laagste temperatuur welke hij kon teweegbrengen. Het bleek dat het smeltpunt van ijs 32 Fahrenheitgraden boven dit nulpunt gelegen was, en het kookpunt van water dus 212 Fahrenheitgraden. De temperatuur van smeltend ijs is dus 32° Fahrenheit of 32° F.; het kookpunt van water 212° F. De temperatuur t° F. ligt $t - 32$ Fahrenheitgraden en dus $\frac{100}{180}(t - 32)$ Celsiusgraden boven het smeltpunt van ijs; indien derhalve de temperatuur t° F. gelijk is aan de temperatuur t_1° C., dan heeft men

$$t_1 = \frac{5}{9}(t - 32). \dots\dots\dots (1)$$

Reaumur (1683—1757) nam als eenheid van temperatuursverschil het 80^{ste} deel van het temperatuursverschil tusschen het kookpunt van water en het smeltpunt van ijs. Deze eenheid is de Reaumurgraad; 80 Reaumurgraden zijn dus gelijk aan 100 Celsiusgraden. Als nulpunt van temperatuur nam Reaumur het smeltpunt van ijs; het smeltpunt van ijs is dus 0° Reaumur of 0° R., het kookpunt van water 80° R. De temperatuur t° R. ligt t Reaumurgraden en dus $\frac{100}{80}t$ Celsiusgraden boven het smeltpunt van ijs. Is de temperatuur t° R. gelijk aan de temperatuur t_1° C., dan heeft men dus

$$t_1 = \frac{5}{4}t. \dots\dots\dots (2)$$

Hoewel in sommige gedeelten van Europa de schaal van Fahrenheit en in andere gedeelten de schaal van Reaumur nog veel gebruikt wordt, volgt men tegenwoordig in wetenschappelijke werken meestal de schaal van Celsius. Wij zullen altijd van de schaal van Celsius gebruik maken en voortaan niet meer spreken van de temperatuur t° Celsius, maar eenvoudig van de temperatuur t° .

Bij een temperatuur van ongeveer —39° wordt een kwikmassa vast of bevroest, zooals men het uitdrukt. Voor het bepalen van zeer lage temperaturen kan men dus geen kwikthermometer gebruiken. Men heeft daarom ook alcoholthermometers ingericht, nagenoeg op dezelfde wijze waarop men kwikthermometers vervaardigt. De aanwijzingen van den alcoholthermometer stemmen niet volkomen overeen met die van den kwikthermometer; verlangt men geen groote nauwkeurigheid dan kan men er in vele gevallen

gebruik van maken. Wij zullen later een betere methode leeren kennen voor de bepaling van zeer lage temperaturen maar deze is ook zeer omslachtig. Eerst sedert korten tijd is het gelukt een temperatuur in het leven te roepen zoo laag, dat alcohol bevroest.

Thermometers van eenigszins bijzondere inrichting zijn de maximum- en de minimumthermometers. Het doel dat men er mede bereiken wil, is het kennen van de hoogste en van de laagste temperatuur, die in een zeker tijdsverloop de thermometers te midden van een zekere omgeving gehad hebben. Het bovenste gedeelte van figuur 125 stelt een maximum-, het onderste gedeelte

stelt een minimumthermo-
meter voor, beide van de eenvoudigste soort. De maximumthermo-
meter is een kwikthermo-
meter, waar-
van de buis hori-
zontaal ge-
plaatst is tegen
een plankje.

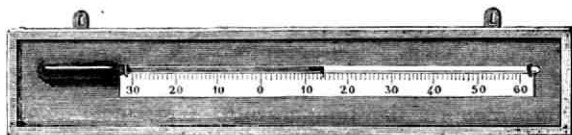
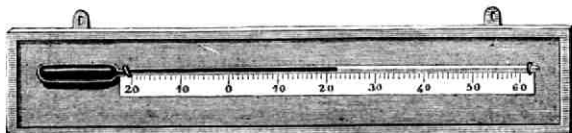


Fig. 125.

Men heeft bij de vervaardiging van den thermometer een cilindrisch stukje ijzer, dat klein genoeg is om zich binnen de buis heen en weer te kunnen bewegen, in de buis gebracht, en wel zoodanig dat het tusschen den kwikspiegel en het gesloten einde der buis gevonden wordt. Om de hoogste temperatuur te leeren kennen die in een zeker tijdsverloop de thermometer aanneemt, moet men beginnen hem een temperatuur te doen aannemen, lager dan de verwacht wordende maximumtemperatuur, en door schudden of met behulp van een magneet het stukje ijzer tegen den kwikspiegel brengen. Stijgt dan de temperatuur, zoo drijft de kwikspiegel het stukje ijzer voor zich uit. Zoodra de convexe kwikspiegel tegen het stukje ijzer drukt, wordt de spiegel eenigszins afgeplat; indien de vermindering van de moleculaire drukking welke hiervan het gevolg is, iets grooter is geworden dan de drukking noodig om het stukje ijzer te verplaatsen, gaat de kwikmassa niet langs het stukje ijzer maar dringt het voort. Zoodra de stijging van de temperatuur ophoudt of een daling

van de temperatuur intreedt, blijft het stukje ijzer liggen. Door te bepalen tegenover welke verdeling van de thermometerschaal het naar de kwikmassa gekeerde einde van het stukje ijzer zich bevindt, leert men de gezochte maximumtemperatuur kennen.

De minimumthermometer is een alcoholthermometer waarvan de buis horizontaal geplaatst is. Bij de vervaardiging heeft men een cilindrisch stukje glas in de buis binnen de vloeistofmassa gebracht, dat een doorsnede heeft klein genoeg om het te veroorloven zich in de buis heen en weer te bewegen. Om de laagste temperatuur te vinden, die de thermometer in een zeker tijdsverloop verkrijgt, moet men hem eerst een temperatuur doen aannemen hooger dan de verwacht wordende minimumtemperatuur, en vervolgens door schudden het stukje glas tegen den alcoholspiegel brengen. Indien dan de temperatuur van den thermometer daalt wordt het stukje glas meegevoerd. Het stukje kan niet door den concaven spiegel dringen zonder te beginnen met den spiegel vlakker te maken. Hierdoor wordt de moleculaire drukking van den spiegel grooter. Is de vermeerdering van de moleculaire drukking, voordat het stukje glas door den alcoholspiegel dringt, iets grooter dan de drukking noodig om het stukje te verplaatsen, zoo trekt het zich met den alcoholspiegel terug. Zoodra de temperatuur niet meer daalt of wel stijgt, blijft het stukje glas liggen; door te bepalen tegenover welke verdeling van de thermometerschaal het naar den alcoholspiegel gekeerde einde van het stukje glas zich bevindt, leert men de gezochte minimumtemperatuur kennen.

Er zijn nog verschillende andere maximum- en minimumthermometers ingericht. Wij willen nog den maximumthermometer van Walferdin beschrijven, die afgebeeld is in fig. 126. Aan het bovineinde is de eigenlijke thermometerbuis open, maar de opening is uiterst nauw en omgeven door een gesloten zakvormig reservoir, waarin zich de kwikmassa verzamelt, welke uit de nauwe opening van de eigenlijke thermometerbuis mocht vloeien. Wil men den thermometer gaan gebruiken, zoo begint men met hem te verwarmen totdat de kwikspiegel in de buis juist de fijne opening bereikt; dan draait men den toestel om, waardoor de kwikmassa die zich in het zakvormig reservoir bevindt, de nauwe opening omgeeft; koelt men den thermometer nu af, zoo wordt ten gevolge van de moleculaire drukking een deel van de kwikmassa uit het zakvormig reservoir binnen de buis gedreven. Men koelt af tot een temperatuur die lager is

aan de verwacht wordende maximumtemperatuur, en brengt den thermometer terug in den gewonen stand; dan is de geheele thermometerbuis tot de opening met kwik gevuld. Stijgt de temperatuur van den thermometer, dan zal een deel der kwikmassa uit de buis vloeien en zich in het zakvormig reservoir verzamelen. Koelt daarna de thermometer af, zoo is de buis niet meer gevuld tot aan de opening. De hoogste temperatuur welke de thermometer gehad heeft, is nu de temperatuur welke hij krijgen moet, opdat de kwikmassa in de thermometerbuis aanwezig, de buis tot de nauwe opening vulle. Men plaatst daarom den maximumthermometer in een bak met water en verwarmt dit. Wanneer de kwikspiegel tot de opening is gekomen, bepaalt men met een gewonen thermometer de temperatuur van de omgevende watermassa; deze temperatuur is de gezochte maximumtemperatuur. Soms brengt men ook wel een schaalverdeeling aan, die aanwijst welke maximumtemperatuur de thermometer gehad heeft, indien bij de temperatuur van 0° de spiegel tegenover een bepaalde streep staat. De maximumthermometer van Walferdin verdient aanbe-



Fig. 126. veling boven den maximumthermometer van figuur 125, als de toestel blootgesteld is aan schokken, met andere woorden, als de toestel verplaatst moet worden voordat de aflezing kan geschieden. Dit is bijv. het geval als men de hoogste temperatuur wil bepalen, die in een mijnput voorkomt.

109. Gewichtsthermometer. Het is niet gemakkelijk thermometerbuizen te verkrijgen die volkomen cilindrisch zijn. Dit heeft Dulong en Petit geleid tot de inrichting van den zoogenaamden gewichtsthermometer, welke overigens op denzelfden grondslag berust als de gewone kwikthermometer en die dezelfde gebreken heeft, in zooverre als ook bij dezen de uitzetting van het glazen reservoir verwaarloosd wordt.

Een glazen reservoir van den vorm zooals in figuur 127 is afgebeeld, wordt geheel met kwik gevuld op de wijze waarop de gewone kwikthermometers gevuld worden. Terwijl de nauwe opening der buis in een bakje met kwik gedompeld blijft, wordt de toestel in smeltend ijs geplaatst en dus tot 0° afgekoeld. De



Fig. 127.

geheele buis vult zich dan met kwik van 0° . Men heeft te voren de massa van de ledige buis bepaald; men bepaalt nu de massa van de buis met de kwik, die haar bij 0° vult, en vindt zodoende dat bij 0° P gram kwik de geheele ruimte van de buis inneemt.

Is s de soortelijke massa van kwik, dan is $\frac{P}{s}$ cm³. de inhoud van de buis bij 0° . Men brengt nu den toestel in damp van kokend water bij een barometerstand van 76 cm. Een gedeelte der kwik-massa vloeit uit; men vangt dit op en bepaalt hiervan de massa, stel π gram. In de buis is dus $P - \pi$ gram kwik achtergebleven; deze zou bij de temperatuur van 0° een volume hebben van $\frac{P - \pi}{s}$ cm³. Bij 100° is het volume hiervan $\frac{P - \pi}{s} (1 + 100\alpha)$ cm³. als α cm³. de volumevermeerdering is bij 1 graad temperatuurs-verhooging van een hoeveelheid kwik, welke bij 0° een volume heeft van 1 cm³. De inhoud van de buis bij 0° is $\frac{P}{s}$ cm³.; verwaarloozen wij de inhoudsvermeerdering der buis, dan is:

$$\frac{P - \pi}{s} (1 + 100\alpha) = \frac{P}{s} \dots \dots \dots (1)$$

of

$$100 = \frac{\pi}{(P - \pi)\alpha} \dots \dots \dots (2)$$

Hierin zijn de grootheden P en π bekend.

Laat ons aannemen dat de buis wederom tot 0° afgekoeld is en met kwik geheel gevuld wordt. Verwarmt men dan den toestel tot de niet bekende temperatuur t° en is de massa van de uitgevloeide kwik p gram, zoo heeft men

$$\frac{P - p}{s} (1 + t\alpha) = \frac{P}{s} \dots \dots \dots (3)$$

of

$$t = \frac{p}{(P - p)\alpha} \dots \dots \dots (4)$$

In verband met (2)

$$t = 100 \frac{p}{\pi} \cdot \frac{P - \pi}{P - p} \dots \dots \dots (5)$$

Men kan P en π eens voor altijd bepalen, en dan uit de waarde van p de temperatuur van den thermometer leeren kennen.

Dat de uitzetting van het reservoir zich doet gevoelen, heeft Regnault bewezen; hij toonde aan dat verschillende gewichtsthermometers in dezelfde omgeving geplaatst, evenals gewone kwikthermometers, verschillende temperaturen kunnen aanwijzen, zelfs als men rekening houdt met de inhoudsverandering van het glazen vat, doch hierbij aanneemt dat glas zich gelijkmatig uitzet.

110. Het meten van temperatuursverschillen berustende op het meten van de spanningsveranderingen van een gasvormig lichaam. Luchtthermometer. De gebreken welke aan de kwikthermometers eigen zijn, hebben geleid tot het zoeken naar een andere methode voor het meten van temperatuursverschillen als die, welke de gelijkmatige uitzetting van kwik tot grondslag heeft. Men laat daarom de oorspronkelijke definitie, dat een kwikmassa onderling gelijke temperatuursverhoogeningen krijgt als zij onderling gelijke volumevermeerderingen ondergaat, vallen.

Een gasmassa, bijv. een zekere hoeveelheid lucht, ondergaat bij verwarming een vermeerdering van volume als haar spanning onveranderd blijft. Men kan intusschen ook het volume onveranderd laten, maar dan neemt haar spanning toe. Om redenen welke wij straks vermelden, heeft men nu vastgesteld dat een hoeveelheid lucht, die bij onveranderd volume onderling gelijke spanningsvermeerderingen verkrijgt, onderling gelijke temperatuursverhoogeningen ondergaat; en evenzoo dat een hoeveelheid lucht, welke bij onveranderd volume onderling gelijke spanningsverminderingen verkrijgt, onderlinge temperatuursverlageningen ondergaat.

Heeft een hoeveelheid lucht, waarvan het volume onveranderlijk dezelfde grootte behoudt, bij een temperatuur van 0° een spanning van H_0 cm. kwik en bij een temperatuur van 100° een spanning van $H_0 + p$ cm. kwik, dan is de temperatuur van deze hoeveelheid lucht, zoo haar spanning H' cm. kwik bedraagt, t° , indien

$$t = \frac{H' - H_0}{\frac{p}{100}} \dots \dots \dots (1)$$

Het blijkt dat de waarde van p afhankelijk is van H_0 en wel evenredig is met H_0 ; stelt men $\frac{p}{100} = \alpha H_0$, dan is α cm. kwik de spanningsvermeerdering welke bij een temperatuursverhooging

van 1 graad zonder verandering van volume, een hoeveelheid lucht ondergaat, die bij 0° een spanning van 1 cm. kwik bezit.

Noemt men H_t cm. kwik de spanning van de beschouwde luchtmasa bij de temperatuur t° , zoo is

$$H_t = H_0 (1 + \alpha t) \dots \dots \dots (2)$$

De luchtthermometer, die op dezen grondslag rust, is in verschillende vormen ingericht; wij zullen de inrichting van Magnus beschrijven.

Het hoofdbestanddeel is de glazen buis LK welke horizontaal gesteld is en door een nauwe buis in gemeenschap staat met een verticale buis, welke bij G een merkteeken draagt. Deze verticale buis gaat bij F luchtdicht door het deksel van een kwikreservoir AB , dat ingericht is als het kwikreservoir van den barometer van Fortin.

Door dit deksel gaat bij D luchtdicht een tweede buis DE die open is. De buitenlucht staat alleen door deze buis in gemeenschap met het kwikreservoir. Voordat de buis $FGLK$ in den toestel wordt aangebracht, wordt zij met zuivere drooge lucht gevuld; is deze buis in den toestel geplaatst, zoo wordt zij omgeven met smeltend ijs en de bewegelijke bodem van het kwikreservoir door de schroef S naar boven geschroefd, totdat de kwikspiegel tegenover de merkstreep G staat. Uit den verticalen afstand van den spiegel G tot den kwikspiegel in de buis DE en uit den barometerstand vindt men de spanning van de luchtmasa, die

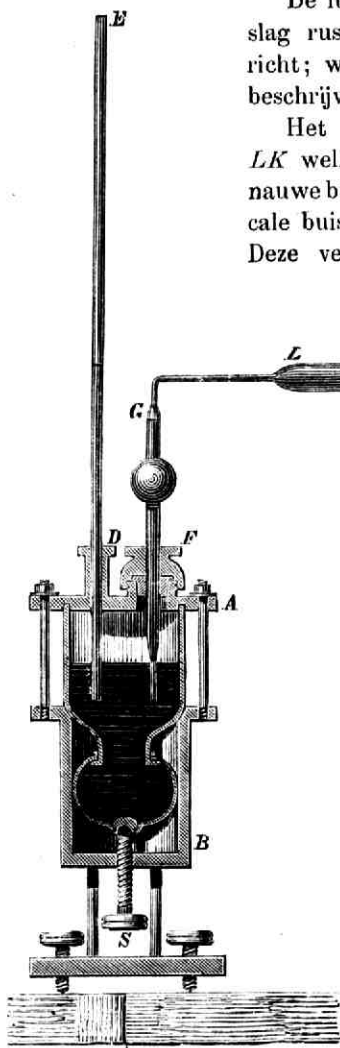


Fig. 128.

in de buis KL is opgesloten. Laat deze H_0 cm. kwik bedragen. De opgesloten luchtmasa heeft dan bij een temperatuur van 0° een spanning van H_0 cm. kwik.

Men vervangt het smeltend ijs door den damp van kokend water bij een barometerstand van 76 cm. De temperatuur van de buis GLK wordt dus 100° . De spiegel bij G daalt, maar de bewegelijke bodem wordt door de schroef S zoover naar boven gebracht dat de spiegel wederom tegenover de merkstreep G staat. Dan is intusschen de spiegel in de buis DE ook gestegen; uit den afstand van den spiegel G tot den spiegel in de buis DE en uit den barometerstand vindt men, dat de spanning van de lucht in de buis GLK de grootte H_{100} cm. kwik heeft gekregen.

Verwaarloozen wij de inhoudsvermeerdering van de buis, die op de uitkomst slechts zeer geringen invloed heeft, dan is volgens vergelijking (2)

$$H_0 (1 + 100 \alpha) = H_{100} \dots \dots \dots (3)$$

Brengt men nu de buis GLK in een omgeving van de onbekende temperatuur t° , zorgt men door verplaatsing van de schroef S dat de kwikspiegel wederom tegenover de merkstreep G staat, en vindt men uit den verticalen afstand van den spiegel G tot den spiegel in ED en uit den barometerstand dat de spanning van de opgesloten luchtmasa H_t cm. kwik is, dan is volgens (2)

$$H_0 (1 + t \alpha) = H_t \dots \dots \dots (4)$$

Uit (3) en (4) volgt dan

$$t = 100 \frac{H_t - H_0}{H_{100} - H_0} \dots \dots \dots (5)$$

De grootheden H_0 , H_{100} en H_t worden bepaald en t is dus te berekenen.

Verlangt men de grootste nauwkeurigheid in de uitkomsten, dan houdt men rekening met de inhoudsveranderingen van het vat, maar neemt dan hierbij aan, dat het glas zich gelijkmatig uitzet.

Men zou kunnen meenen, dat evenals bij den kwikthermometer ook bij den luchtthermometer de ongelijkmatige uitzetting van de glazen buis zich doet gevoelen. Intusschen is de waarde van α voor lucht ongeveer 20 maal zoo groot als die voor kwik, en de invloed van de fout, welke men maakt door aan te nemen dat het glas zich regelmatig uitzet, is dus veel kleiner in het geval

van den luchtthermometer dan in het geval van den kwikthermometer. De ervaring moet nu uitspraak doen over de vraag of de fout in het geval van den luchtthermometer waarneembaar is. Hiertoe heeft Regnault de aanwijzingen van verscheidene luchtthermometers, wier buizen van verschillende glassoorten vervaardigd waren en die geplaatst werden in dezelfde omgeving, met elkander vergeleken. De uitkomst was dat alle luchtthermometers juist tot dezelfde temperatuur leidden, welke omgeving hij ook koos. De ongelijkmatige uitzetting van het glas is hier niet van waarneembaren invloed, en meer verlangt men niet.

Bovendien heeft Regnault aangetoond, dat wanneer de buis *GLK* niet met lucht, maar met waterstof of met koolzuur gevuld wordt, met den toestel dezelfde uitkomsten verkregen worden als met den luchtthermometer.

Vroeger hebben wij reeds gezegd, dat wanneer van een lichaam van een bepaalde stof vastgesteld wordt dat het zich gelijkmatig uitzet, een lichaam van eenige andere stof zich ongelijkmatig uitzet. Houdt men vast aan de bepaling dat kwik zich gelijkmatig uitzet, zoo zijn ook de spanningsvermeerderingen die eenige gasmassa bij standvastig volume ondergaat, voor onderling gelijke temperatuursverhoogingen niet volkomen aan elkander gelijk. Stelt men vast dat een hoeveelheid lucht bij onveranderd volume onderling gelijke temperatuursverhoogingen verkrijgt als zij onderling gelijke spanningsvermeerderingen ondergaat, dan zet elke kwikmassa zich ongelijkmatig uit; maar daar tegenover staat dat gasvormige lichamen van verschillenden aard, als hun volume onveranderd blijft, bij onderling gelijke temperatuursverhoogingen onderling gelijke spanningsvermeerderingen ondergaan. Dit is een tweede voordeel dat de luchtthermometer boven den kwikthermometer bezit.

Vervolgens kan men door middel van den luchtthermometer zoowel de hoogste als de laagste temperaturen bepalen. Eindelijk stelt de bepaling van temperatuursverschillen door middel van den luchtthermometer in staat nog een nieuwe beteekenis te hechten aan een bepaalde temperatuursverhoging. In § 75 is ontwikkeld dat als in een gasmassa zich n deeltjes per cm^3 . bevinden; als elk der deeltjes een massa heeft van m gram; als de snelheid van alle deeltjes dezelfde is en u eenheden bedraagt; als de spanning van het gasvormige lichaam p eenheden is, zoodat elke vierk. cent. van een vlakken wand een drukking van p dynamen zou ondergaan; dat dan de volgende betrekking bestaat:

$$p = \frac{nm u^2}{3} \dots \dots \dots (6)$$

Blijft het volume van een gasvormig lichaam onveranderd, zoo behoudt ook n dezelfde waarde; een verandering van p kan dus alleen het gevolg zijn van de verandering van u ; en wij zien dat bij onderling gelijke spanningsvermeerderingen het translatorisch arbeidsvermogen van beweging der gasdeeltjes onderling gelijke vermeerderingen ondergaat. Neemt men dus aan dat vergelijking (6) juist is, zoo neemt bij onderling gelijke temperatuursverhoogingen het translatorisch arbeidsvermogen van beweging der gasdeeltjes met onderling gelijke hoeveelheden toe. Nu is vergelijking (6) wel niet volkomen juist, maar bij benadering mag zij voor juist gehouden worden.

Men heeft reden te meenen dat als twee lichamen dezelfde temperatuur hebben, het translatorisch arbeidsvermogen van beweging der deeltjes van het eene lichaam gelijk is aan het translatorisch arbeidsvermogen der deeltjes van het andere lichaam. Hieruit volgt dat als vergelijking (6) volkomen juist was en men temperatuursverschillen door middel van den luchtthermometer bepaalt, altijd wanneer een lichaam onderling gelijke temperatuursverhoogingen krijgt, het translatorisch arbeidsvermogen van beweging zijner deeltjes onderling gelijke vermeerderingen ondergaat.

De vergelijking (2) geldt ook voor temperaturen beneden 0° en dus voor negatieve waarden van t . Volgens bepalingen die wij spoedig zullen leeren kennen is α ongeveer $\frac{1}{273}$. Voor $t = -273$ wordt $1 + \alpha t$ dus nul en evenzoo $H_{-273} = 0$. Bleef voor alle temperaturen vergelijking (6) volkomen juist, dan zou hieruit volgen dat bij -273° het translatorisch arbeidsvermogen der deeltjes en dus de snelheid der moleculen nul zou zijn. De temperatuur -273° noemt men wel het absolute nulpunt.

Wellicht is de tijd niet ver meer verwijderd dat men, juist omdat vergelijking (6) niet volkomen geldt, ook den luchtthermometer zal vervangen en eenvoudig die temperatuursverhoogingen van een lichaam onderling gelijk zal noemen, waarbij de deeltjes onderling gelijke vermeerderingen van translatorisch arbeidsvermogen van beweging krijgen. Maar tot heden staan hiertegen bezwaren in den weg. Uit proeven van Joule en van W. Thomson schijnt intusschen te blijken dat een temperatuursbepaling op dezen grondslag uitkomsten zou geven, welke voor gewone tem-

peraturen slechts zeer weinig zouden verschillen van de uitkomsten, die de luchtthermometer oplevert.

Men zou ook hebben kunnen bepalen dat een hoeveelheid lucht onderling gelijke temperatuursverhoogingen verkreeg, wanneer zij bij onveranderde spanning onderling gelijke volumevermeerderingen onderging, en hierop de methode van temperatuursbepaling hebben kunnen laten berusten. Indien de wet van Boyle volkomen juist was, zoo zou men hierdoor dezelfde uitkomsten krijgen als met den beschreven luchtthermometer. Maar de wet van Boyle is niet juist; daarom moest men kiezen tusschen de bepaling die gevoerd heeft tot den beschreven luchtthermometer en de zooeven genoemde bepaling; men heeft de eerste gekozen.

In het vervolg als wij spreken van een bepaalde temperatuur, bedoelen wij hiermede altijd de temperatuur zooals zij volgen zou uit de aanwijzing van een luchtthermometer. Doch een bepaling met den luchtthermometer is zeer omslachtig; daarom gaat men op de volgende wijze te werk. Men plaatst een luchtthermometer en een gewonen kwikthermometer in dezelfde omgeving; men bepaalt de temperatuur door middel van den luchtthermometer en vindt hiervoor bijv. $19^{\circ},86$ terwijl de gewone kwikthermometer 20° aanwijst. Men verhoogt de temperatuur der omgeving, bepaalt de temperatuur wederom door middel van den luchtthermometer en leest de aanwijzing van den kwikthermometer af. Deze handelwijze herhaalt men zeer veel malen; dan is men in staat een tafel te maken van twee kolommen; in de eerste kolom wordt opgenomen de aanwijzing van den gewonen thermometer, bijv. van graad tot graad, en in de tweede kolom wordt de temperatuur geplaatst, welke volgens deze bepalingen de luchtthermometer telkens gehad heeft, als hij met den kwikthermometer in dezelfde omgeving geplaatst was. Door middel van deze tafel kan men dan temperatuurwaarnemingen verrichten met den gewonen kwikthermometer, en toch de uitkomsten verkrijgen, welke men zou gekregen hebben, indien men van een luchtthermometer gebruik gemaakt had. Voor elken gewonen kwikthermometer, die men voor zijne proeven gebruiken wil, behoort men een dergelijke tafel te maken.

Het verschil tusschen de aanwijzingen van een gewonen kwikthermometer en de uitkomsten verkregen met den luchtthermometer is voor temperaturen tusschen 0° en 100° gering en kan meestal verwaarloosd worden; bij hoogere temperaturen wordt

het verschil aanzienlijker. Zoo vond Regnault dat in een omgeving, die volgens bepaling met den luchtthermometer een temperatuur van 250° had, een kwikthermometer, waarvan het reservoir uit kristalglas bestond, 253° aanwees.

111. Bepaling van den lineairen uitzettingscoëfficiënt van vaste stoffen. Wanneer men in staat is temperaturen te bepalen, kan men overgaan tot het zoeken van een betrekking tusschen de temperatuursveranderingen van een lichaam en de veranderingen van zijn afmetingen. Bij vaste lichamen kan men in de eerste plaats nagaan welke verandering de lengte van een lichaam bij een bepaalde temperatuursverandering ondergaat. Het is gemakkelijk in te zien dat bij een temperatuursverhooging van t° tot t'° de lengtevermeerdering van een staaf evenredig is met haar lengte bij t° .

Heeft een staaf van zekere stof bij 0° een lengte van l_0 cm. en bij t° een lengte van l_t cm., zoo is $l_t - l_0$ de lengtevermeerdering dezer staaf bij verwarming van 0° tot t° ; een staaf van die stof, die bij 0° een lengte van 1 cm. heeft, zou dus bij een verwarming van 0° tot t° een lengtevermeerdering van $\frac{l_t - l_0}{l_0}$ cm. krijgen.

Zette de staaf zich gelijkmatig uit, dat wil zeggen onderging zij bij onderling gelijke temperatuursverhoogingen gelijke lengtevermeerderingen, zoo zou een staaf van die stof, welke bij 0° een lengte van 1 cm. heeft, bij een temperatuursverhooging van 1 graad een lengtevermeerdering van β cm. verkrijgen, als

$$\beta = \frac{l_t - l_0}{l_0 t} \dots \dots \dots (1)$$

waaruit volgt:

$$l_t = l_0 (1 + \beta t).$$

De grootheid β is voor alle staven van dezelfde stof, die dezelfde bewerking ondergaan hebben, dezelfde; men noemt daarom β den lineairen uitzettingscoëfficiënt van die stof tusschen 0° en t° . Daar een staaf van een willekeurige stof zich niet gelijkmatig uitzet, zoo is haar lineaire uitzettingscoëfficiënt tusschen 0° en t° niet dezelfde als die tusschen 0° en t'° . Verlangt men echter geen groote nauwkeurigheid en blijft de temperatuur van de beschouwde voorwerpen tusschen 0° en 100° , zoo kan men den uitzettingscoëfficiënt tusschen 0° en t° als onafhankelijk van t beschouwen en gelijk stellen aan den lineairen

uitzettingscoëfficiënt tusschen 0° en 100° . Zoo hebben vele natuurkundigen alleen den uitzettingscoëfficiënt tusschen 0° en 100° van verschillende stoffen bepaald.

Van de vaste lichamen die niet kristallijn zijn of van vezelachtige structuur, mag men aannemen dat zij in de lengterichting dezelfde eigenschappen hebben als in andere richtingen, en dus dat de lineaire uitzettingscoëfficiënt tusschen 0° en 100° voor alle afmetingen dezelfde is. Bij kristallijnen lichamen moet men den lineairen uitzettingscoëfficiënt in de richting van elk der assen bepalen, en bij lichamen van vezelachtige structuur in de richting der vezels en in een richting loodrecht op de vezels.

Om de waarde van β voor een stof te leeren kennen, heeft men de lengtevermeerdering te bepalen, die een staaf, wier lengte bij 0° bekend is, ondergaat bij verwarming van 0° tot t° ; dan vindt men β uit vergelijking (1).

Voor de bepaling van β heeft men van verschillende methoden gebruik gemaakt. Wij zullen de methode van Ramsden (1735—1800) beschrijven. Drie bakken A , B en C zijn naast elkander geplaatst. In de bakken A en C welke met smeltend

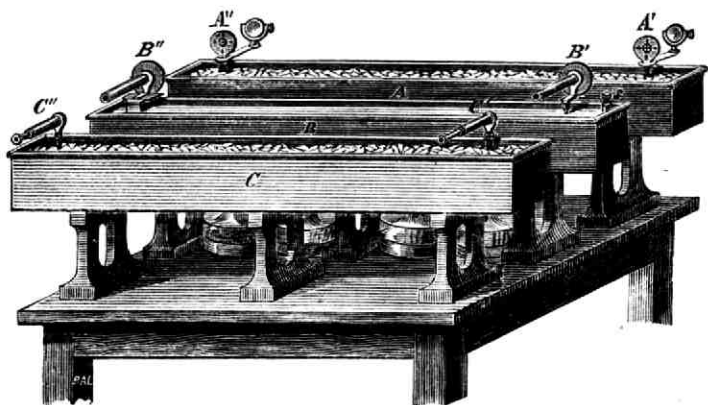


Fig. 129.

ijs gevuld zijn, bevinden zich de ijzeren staven $A'A''$ en $C'C''$, die even lang zijn en onderling evenwijdig gesteld. In de uiteinden A' en A'' zijn staafjes aangebracht, die ieder een kruisdraad dragen met een spiegeltje tot verlichting van den kruisdraad. In de uiteinden C' en C'' zijn staafjes aangebracht, die ieder een koperen buis dragen, waarin zich een lens, welke als oculair dient, en een kruisdraad bevinden. In den middelsten bak B is een staaf

van de stof, welker uitzettingscoëfficiënt men wil leeren kennen, op glazen rollen geplaatst. De lengte van deze staaf $B'B''$ bij 0° is gelijk aan de lengte der staven $A'A''$ en $C'C''$; zij is bovendien evenwijdig gesteld met de staven $A'A''$ en $C'C''$. Aan het uiteinde B' is door een ijzeren staafje een koperen koker bevestigd, waarin een lens welke als objectief dient. De lens bij B' vormt met de lens bij C' een kijker; de optische as van dezen kijker is de lijn, welke door het kruispunt der draden bij C' en door het midden van de lens bij B' gaat (vergelijk § 70). Aan het einde B'' bevindt zich ook een koperen koker, waarin een lens die als objectief dient; maar deze koker is niet vast aan het uiteinde B'' bevestigd, doch verplaatsbaar door middel van een micrometerschroef. Tegen het einde B' van de staaf $B'B''$ drukt een der armen van een gebroken hefboom, terwijl de andere arm door de schroef s verplaatst kan worden. Door middel van deze schroef s kan men de geheele staaf $B'B''$ in de richting van B' naar B'' een kleine verschuiving doen ondergaan.

Men begint met de staaf $B'B''$ tegen den arm van den gebroken hefboom aan het einde B' te drukken en vervolgens haar te omgeven met smeltend ijs. Heeft zij de temperatuur 0° aangenomen, zoo verschuift men de staaf $B'B''$ met behulp van de schroef s zoo lang, totdat het beeld door de lens bij B' gevormd van het kruispunt der draden bij A' , samenvalt met het kruispunt der draden bij C' . Dan ligt (zie § 70) het midden der lens bij B' op de lijn, welke het kruispunt bij A' verbindt met het kruispunt bij C' . Vervolgens verplaatst men met behulp van de micrometerschroef bij B'' den koker met het objectief zoodanig, dat het beeld door de lens bij B'' gevormd van het kruispunt der draden bij A'' , samenvalt met het kruispunt der draden bij C'' . Dan ligt het midden van het objectief bij B'' op de lijn, welke het kruispunt bij A'' verbindt met het kruispunt bij C'' .

Hierna wordt met behulp van spirituslampen de inhoud van den bak B verwarmd; men kan voor hooge temperaturen het water vervangen door olie. Laat ons aannemen dat een temperatuur van t° bereikt is. De staaf $B'B''$ heeft zich uitgezet; het midden van het objectief bij B' zal niet meer op de lijn $A'C'$ liggen en evenmin zal het midden van het objectief bij B'' zich op de lijn $A''C''$ bevinden. Door de schroef s verplaatst men de geheele staaf zoodanig dat het beeld van het kruispunt bij A' weer samenvalt met het kruispunt bij C' ; dan ligt bij B' wederom het midden van het objectief op dezelfde lijn $A'C'$, die geen

verplaatsing heeft ondergaan, omdat de ijzeren staven in de bakken *A* en *C* steeds door smeltend ijs op de temperatuur 0° gehouden zijn. De afstand, waarop zich nu het midden van het objectief bij *B'* bevindt van de lijn *A''C''*, is de lengtevermeerdering welke de staaf bij verwarming van 0° tot t° heeft ondergaan. Men bepaalt haar door na te gaan, hoeveel men de micrometer-schroef bij *B'* moet draaien om het beeld van het kruispunt bij *A''* wederom te doen samenvallen met het kruispunt bij *C''* (zie § 70).

De lengte van de staaf *B'B''* bij 0° is bepaald; de temperatuur t° , waartoe zij verwarmd wordt, is met den thermometer gevonden; de lengtevermeerdering, die zij hierbij ondergaat, is gemeten; door vergelijking (1) kan men dus den uitzettingscoëfficiënt vinden van de stof waaruit zij bestaat.

De methode van Ramsden laat groote nauwkeurigheid toe, maar heeft het bezwaar dat alleen vrij lange staven aan een onderzoek onderworpen kunnen worden. Van vele stoffen zou men onmogelijk zulke lange staven kunnen verkrijgen.

Een andere methode is die van Fizeau; zij stelt in staat proeven te nemen met voorwerpen van kleine afmetingen en de lengteveranderingen bijzonder nauwkeurig te bepalen. Een uitzetting er van is zonder vrij diep gaande kennis van de lichtverschijnselen niet te begrijpen; daarom zullen wij haar niet behandelen.

Wij laten hieronder een lijstje volgen van de lineaire uitzettingscoëfficiënten voor verschillende stoffen, zooals zij door Fizeau zijn gevonden tusschen 0° en 100° :

Aluminium.....	2563	$\cdot 10^{-8}$
Lood.....	2948	$\cdot 10^{-8}$
IJzer.....	1228	$\cdot 10^{-8}$
Fransch gietstaal, gehard.....	1361	$\cdot 10^{-8}$
Goud.....	1451	$\cdot 10^{-8}$
Koper.....	1698	$\cdot 10^{-8}$
Geel koper.....	1879	$\cdot 10^{-8}$
Platina.....	907	$\cdot 10^{-8}$
Zilver.....	1935	$\cdot 10^{-8}$
Spiegelglas.....	793	$\cdot 10^{-8}$

112. Bepaling van den kubieken uitzettingscoëfficiënt van kwik.
Indien een vloeibaar lichaam van 0° tot t° verwarmd wordt, zal zijn volumevermeerdering evenredig zijn met zijn volume bij 0° .

Heeft een vloeibaar lichaam, bijv. een zekere kwikmassa, bij 0° een volume van v_0 cm³. en bij t° een volume van v_t cm³., zoo is $\frac{v_t - v_0}{v_0}$ cm³. de volumevermeerdering die 1 cm³. kwik van 0° ondergaat bij verwarming tot t° . Zette kwik zich gelijkmatig uit, zoodat een kwikmassa bij onderling gelijke temperatuursverhoogingen onderling gelijke volumevermeerderingen onderging, zoo zou $\frac{v_t - v_0}{v_0 t}$ cm³. de volumevermeerdering wezen welk een kwikmassa, die bij 0° een volume van 1 cm³. heeft, zou verkrijgen bij een temperatuursverhoging van 1 graad. Noemt men deze volumevermeerdering δ cm³., zoo heeft men:

$$\delta = \frac{v_t - v_0}{v_0 t} \dots \dots \dots (1)$$

en

$$v_t = v_0 (1 + \delta t) \dots \dots \dots (2)$$

De grootheid δ noemt men den uitzettingscoëfficiënt van kwik tusschen 0° en t° . Daar kwik zich niet gelijkmatig uitzet, is de uitzettingscoëfficiënt van kwik tusschen 0° en t° niet even groot als die tusschen 0° en t'° . Verlangt men echter geen groote nauwkeurigheid en blijft de temperatuur van de kwikmassa tusschen 0° en 100° , zoo kan men den uitzettingscoëfficiënt tusschen 0° en t° als onafhankelijk van t beschouwen en gelijkstellen aan den uitzettingscoëfficiënt tusschen 0° en 100° .

Om de waarde van δ te vinden zou men het volume van een zekere kwikmassa bij 0° kunnen bepalen en de volumevermeerdering, die zij bij verwarming tot t° ondergaat; dan zou vergelijking (1) de waarde van δ doen kennen. Maar het bepalen van de volumevermeerdering van een vloeibaar lichaam bij verwarming levert bezwaren op, omdat het steeds in een vat opgesloten moet worden, en dit vat bij de verwarming een inhoudsverandering ondergaat.

Daarom hebben Dulong en Petit een anderen weg ingeslagen. De ervaring leert, dat het gewicht van een lichaam bij t° even groot is als zijn gewicht bij 0° , en dus dat de massa van een lichaam bij t° dezelfde is als zijn massa bij 0° . Dit heeft ten gevolge dat de soortelijke massa van een stof afhankelijk is van de temperatuur. Is bijv. s_0 gram de soortelijke massa van kwik bij 0° ; is s_t gram de soortelijke massa van kwik bij t° ; is v_0 cm³. het volume van een zekere hoeveelheid kwik bij 0° en v_t cm³. dat bij t° , zoo moet

$$v_0 s_0 = v_t s_t \dots\dots\dots (3)$$

Volgens (2) krijgt men dus

$$s_0 = s_t (1 + \delta t) \dots\dots\dots (4)$$

Is men in staat de verhouding van de soortelijke massa van kwik bij t° tot die van kwik bij 0° te meten, zoo kan men δ uit vergelijking (4) berekenen.

Om deze verhouding te vinden maakten Dulong en Petit gebruik van twee met kwik gevulde communiceerende buizen

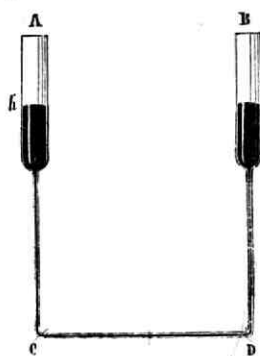


Fig. 130.

AC en *BD*, die van boven zoo wijd waren, dat een deel van den kwikspiegel in elke buis vlak en horizontaal was. Het overige gedeelte der buizen was nauw, in het bijzonder de horizontaal gestelde verbindingsbuis *CD*. Heeft de kwikmassa in de buis *AC* dezelfde temperatuur als de kwikmassa in de buis *BD*, zoo zijn de kwikspiegels in hetzelfde horizontale vlak gelegen (zie § 68). Maar wanneer de kwikmassa in de buis *AC* een hoogere temperatuur heeft dan de kwikmassa in de buis *BD*, zoo zal de spiegel in *AC* hoger

gelegen zijn dan die in *BD*. Laat ons aannemen dat de kwikmassa in de buis *BD* de temperatuur 0° heeft, en de kwikmassa in de buis *AC* de temperatuur t° ; verder dat de verbindingsbuis *CD* zoo nauw is dat in deze buis niet twee stroomingen kunnen ontstaan, waardoor een vermenging van de kwikmassa's uit *BD* en *AC* zou kunnen plaats grijpen, terwijl toch wel de kwikzuil *CD* in haar geheel zich zoo noodig van links naar rechts of van rechts naar links kan verplaatsen. Dan kan men gemakkelijk de voorwaarde van evenwicht opsporen. De horizontaal gestelde kwikzuil *CD* zal namelijk in rust blijven, indien de drukking per cm^2 in de nabijheid van *C* even groot is als de drukking per cm^2 in de nabijheid van *D*. Is *h* cm. de verticale afstand van de as der buis *CD* tot den spiegel in *BD*, en *h'* cm. de verticale afstand van de as der buis *CD* tot den spiegel in *AC*, dan zal de drukking per cm^2 in de nabijheid van *D* gelijk zijn aan die in de nabijheid van *C*, wanneer het gewicht van een kwikkolom van 0° , die 1 cm^2 doorsnede en *h* cm. hoogte heeft, gelijk is aan het gewicht van een kwikkolom van t° , die 1 cm^2 doorsnede en *h'* cm. hoogte heeft. De invloed van de drukking der buitenlucht en die van de

moleculaire drukking doen zich niet gevoelen, omdat de drukking der buitenlucht op den spiegel in AC even groot is als die op den spiegel in BD , en omdat beide spiegels voor een deel vlak zijn. Is s_0 gram de soortelijke massa van kwik bij 0° en s_t gram die bij t° , zoo is dus in geval van evenwicht $ghs_0 = gh's_t$, of

$$hs_0 = h's_t \dots \dots \dots (5)$$

Bepaalt men h en h' , zoo kan men de verhouding tusschen s_0 en s_t vinden en dan met behulp van vergelijking (4) de waarde van δ . Nog eenvoudiger is het de waarde van s_0 uit (4) in (5) te substitueeren. Men krijgt dan:

$$\delta = \frac{h' - h}{ht} \dots \dots \dots (6)$$

Dulong en Petit bevestigden het buizenstelsel $ACBD$ op een T-vormig metalen stuk; dit metalen stuk was geplaatst op een stevig houten bord, dat op stelschroeven rustte. Door middel van deze stelschroeven kon de verbindingsbuis CD horizontaal gesteld worden; twee kruiselings geplaatste luchtbelwaterpassen stelden in staat te beoordeelen of de horizontale stand van de buis CD bereikt was.

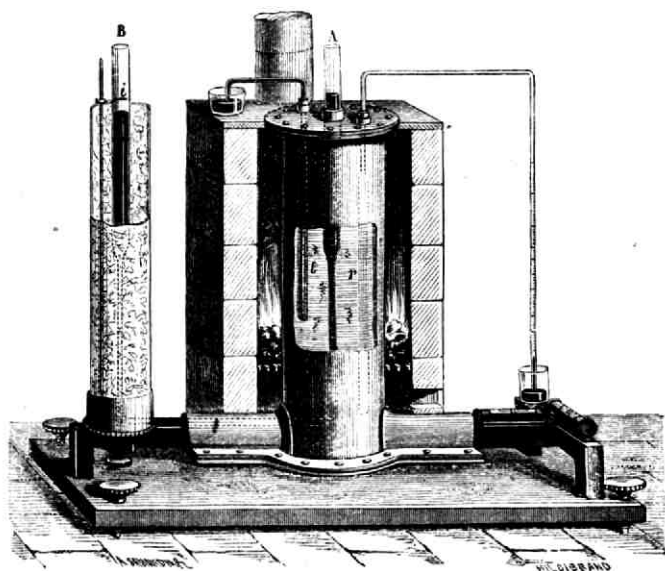


Fig. 131.

Om de buis BD was een glazen cilinder aangebracht, die gevuld werd met stukjes ijs; in dezen cilinder bevond zich nog

een stalen staaf, waaraan een stift i bevestigd was. Om de buis AC was een metalen cilinder aangebracht, door een deksel gesloten; het uiteinde der buis stak boven het deksel uit; de cilinder werd gevuld met olie. Door het deksel van den cilinder gingen nog twee buizen; de linkerbuis l was gevuld met kwik en diende als gewichtsthermometer; de rechterbuis r was gevuld met lucht en vormde een luchtthermometer van bijzondere inrichting. Om den metalen cilinder was een oven gebouwd, waardoor men de oliemassa kon verhitten tot een temperatuur, die met de thermometers te bepalen was.

Het buizenstelsel $ACBD$ werd gevuld met kwik, zoodanig dat in de buis BD de spiegel even onder de ijsmassa bleef en die in de buis AC even onder het deksel van den metalen cilinder. Van te voren bepaalde men door middel van den kathetometer den verticalen afstand van de as der horizontale buis CD tot de stift i . Had de oliemassa nagenoeg de temperatuur gekregen welke men wenschte, zoo sloot men den luchttoevoer tot den oven af; door een weinig kwik in de buis AC te gieten zorgde men dat de spiegel zich even boven het deksel van den metalen cilinder vertoonde. Bleek het dat de temperatuur van de oliemassa niet meer steeg, zoo mat men met behulp van den kathetometer den verticalen afstand zoowel van den spiegel in de buis AC als van den spiegel in de buis BD tot de stift i . Tegelijk werd de temperatuur van het oliebad bepaald. Men kende nu, daar de verticale afstand van de stift i tot de horizontale as der buis CD reeds gevonden was, de grootheden $h, h' - h$ en t van de vergelijking (6) en kon dus δ berekenen.

Tegen de proeven van Dulong en Petit zijn bedenkingen ingebracht; men meende dat vooral het ingieten van eenig kwik in de buis AC een fout ten gevolge zou kunnen hebben; ook geloofde men dat het ontstaan van stroomingen in de buis CD niet geheel voorkomen was. Regnault heeft de proeven van Dulong en Petit herhaald met zoodanige wijzigingen in hun toestel, dat die bronnen van fouten vermeden werden. Algemeen worden de waarnemingen van Regnault als zeer betrouwbaar beschouwd; maar tegen de wijze waarop Regnault uit zijn proeven den uitzettingscoëfficiënt van kwik bepaalde, heeft Bosscha gegronde bezwaren opgeworpen. Naar aanleiding van de opmerkingen van Bosscha heeft Wüllner de proeven van Regnault aan een nieuwe berekening onderworpen en daaruit voor den uitzettingscoëfficiënt van kwik tusschen 0° en 100° afgeleid

18253.10⁻⁸; Dulong en Petit hadden er $\frac{1}{5550} = 18018.10^{-8}$ voor gevonden; men ziet dat het verschil niet zeer groot is.

De methode welke wij hier beschreven hebben, en die voor kwik zulke betrouwbare resultaten heeft opgeleverd, is voor de meeste andere vloeistoffen niet te gebruiken, omdat de meeste vloeibare lichamen tegen den glazen wand opstaan en hierdoor de plaats van het vlakke deel van den spiegel niet nauwkeurig genoeg bepaald kan worden. Men volgt daarom voor de overige vloeistoffen een andere methode, welke wij spoedig zullen leeren kennen.

113. Bepaling van den kubieken uitzettingscoëfficiënt van vaste stoffen. Heeft een vast lichaam bij de temperatuur 0° een volume van v_0 cm³. en bij de temperatuur t° een volume van v_t cm³, dan is γ de uitzettingscoëfficiënt tusschen 0° en t° van de stof waaruit het lichaam bestaat, indien

$$\gamma = \frac{v_t - v_0}{v_0 t} \dots \dots \dots (1)$$

Dus: $v_t = v_0 (1 + \gamma t) \dots \dots \dots (2)$

Geen enkel vast lichaam zet zich gelijkmatig uit, maar als men geen groote nauwkeurigheid verlangt kan men den uitzettingscoëfficiënt van een vaste stof voor temperaturen tusschen 0° en 100° als standvastig beschouwen.

Heeft men te doen met lichamen, die niet kristallijn zijn en ook geen vezelige structuur hebben, zoo is er een eenvoudige betrekking tusschen den lineairen uitzettingscoëfficiënt van de stof waaruit het lichaam bestaat, en den kubieken uitzettingscoëfficiënt dierzelfde stof. Zij bijv. van eenige stof de lineaire uitzettingscoëfficiënt β en de kubieke uitzettingscoëfficiënt γ ; zij van eenig parallelipedisch lichaam van die stof bij 0° de lengte l_0 cm., de breedte b_0 cm. en de hoogte h_0 cm., terwijl het volume v_0 cm³. bedraagt; wordt nu dit lichaam verwarmd tot t° , zoodat de lengte l_t cm., de breedte b_t cm., de hoogte h_t cm. en het volume v_t cm³. wordt, dan heeft men

$$l_t = l_0 (1 + \beta t) \quad b_t = b_0 (1 + \beta t) \quad h_t = h_0 (1 + \beta t) \\ v_t = v_0 (1 + \gamma t).$$

Daar $v_0 = l_0 b_0 h_0$ en $v_t = l_t b_t h_t$, krijgt men

$$1 + \gamma t = (1 + \beta t)^3$$

of

$$\gamma = 3\beta + 3\beta^2 t + \beta^3 t^2.$$

Is β zeer klein, dan kan men de termen met β^2 en β^3 verwaarloozen tegenover β en krijgt men

$$\gamma = 3\beta. \dots\dots\dots (3)$$

Kent men dus van een vaste stof den lineairen uitzettingscoëfficient, dan kent men ook haar kubieken uitzettingscoëfficient.

Toch is het wenschelijk een methode te bezitten voor de rechtstreeksche bepaling van den kubieken uitzettingscoëfficient, in het bijzonder voor glas. De eene glassoort verschilt in samenstelling van de andere, en hiermede hangt samen een verschil in uitzettingscoëfficient. Bovendien blijkt het dat de uitzettingscoëfficient van een stuk glas afhankelijk is van de bewerking, welke het heeft ondergaan. Vroeger heeft men dikwijls om den kubieken uitzettingscoëfficient voor een glazen kolf te vinden, den lineairen uitzettingscoëfficient bepaald van een glazen staaf uit dezelfde gesmolten glasmasa vervaardigd als de kolf, en gemeend dat men dezen lineairen uitzettingscoëfficient slechts met 3 te vermenigvuldigen had om den gezochten kubieken uitzettingscoëfficient voor de kolf te krijgen. Doch het is gebleken dat het verschil in de bewerking welke de glazen kolf en de glazen staaf hadden ondergaan, een merkbaar verschil in uitzettingscoëfficient teweeg kan brengen.

De kennis van den uitzettingscoëfficient van kwik stelt in staat rechtstreeks den kubieken uitzettingscoëfficient van de glassoort te vinden, waaruit een kolf bestaat.

Voordat wij deze methode gaan bespreken, merken wij op, dat als bij 0° een glazen kolf een inhoud heeft van v_0 cm³. en de kubieke uitzettingscoëfficient van de glassoort waaruit zij bestaat γ is, de kolf bij t° een inhoud heeft van $v_0 (1 + \gamma t)$ cm³. Wij kunnen ons een massief stuk glas van 0° voorstellen, dat denzelfden uitwendigen vorm en dezelfde afmetingen heeft als de kolf bij 0° ; wij kunnen dit massieve stuk in onze gedachten in twee deelen verdeelen, waarvan het eene deel geheel overeenkomt met den wand van de kolf bij 0° en het andere deel denzelfden vorm en dezelfde afmetingen heeft als de ledige ruimte binnen de kolf bij 0° . Wordt dit massieve stuk glas verwarmd tot t° , dan zal het eerste deel geheel overeenkomen met den wand van de tot t° verwarmde kolf; het tweede deel heeft bij t° dan een volume gelijk aan den inhoud van de kolf bij t° ; en daar dit tweede deel, hetwelk bij 0° een volume van v_0 cm³. had, bij t° een volume van $v_0 (1 + \gamma t)$ cm³. verkregen heeft, is ook de inhoud van de kolf $v_0 (1 + \gamma t)$ cm³. geworden.

Men trekke het open einde van de kolf uit in een nauwe buis, bepale de massa der ledige kolf en vulle haar geheel met kwik bij een temperatuur van 0° , op de wijze waarop dit gebeurt bij een gewichtsthermometer. Bepaalt men dan de massa van deze met kwik gevulde kolf, zoo kent men ook de massa van de kwik, die de kolf bij 0° kan bevatten. Stel deze massa p gram en de soortelijke massa van kwik s gram; dan is bij 0° de inhoud der

kolf $\frac{p}{s}$ cm³. Plaatst men nu de kolf gevuld met kwik in een omgeving van de bekende temperatuur t° en vloeit hierbij p' gram kwik uit de kolf, dan vult $p - p'$ gram kwik van t° de kolf bij t° . Deze hoeveelheid kwik zou bij 0° een volume innemen van $\frac{p - p'}{s}$ cm³; is δ de bekende uitzettingscoëfficiënt van kwik, zoo

neemt zij bij t° een volume in van $\frac{p - p'}{s} (1 + \delta t)$ cm³. Is γ de gezochte kubieke uitzettingscoëfficiënt van de glassoort, waaruit de kolf bestaat, dan is bij t° de inhoud der kolf $\frac{p}{s} (1 + \gamma t)$ cm³.

Men heeft dus:

$$\frac{p}{s} (1 + \gamma t) = \frac{p - p'}{s} (1 + \delta t) \dots \dots \dots (4)$$

en

$$\gamma = \frac{1}{p} \left\{ (p - p') \delta - \frac{p'}{t} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

Zoo hebben Dulong en Petit voor de glassoort, waarvan zij gebruik maakten gevonden $\gamma = 258.10^{-7}$. Regnault vond op deze wijze, natuurlijk voor een andere glassoort, $\gamma = 276.10^{-7}$.

Deze methode kan toegepast worden tot rechtstreeksche bepaling van den kubieke uitzettingscoëfficiënt van andere stoffen, die evenmin als glas aangetast worden door kwik, bijv. van platina. Men heeft dan slechts gebruik te maken van een platina kolf.

Men kan ook den volgende weg inslaan. Van een glazen kolf of van een wijde glazen buis wordt eerst de kubieke uitzettingscoëfficiënt bepaald. Daarna wordt het vernauwde gedeelte afgebroken en een stuk platina van bekende massa, stel q gram, in de buis gebracht; de buis wordt opnieuw



Fig. 132.

uitgetrokken en vervolgens de massa van de buis met het stuk platina bepaald. Dan wordt de buis bij 0° met kwik gevuld en de massa der buis met het stuk platina en met de kwik die haar bij 0° vult, gevonden. Laat hieruit volgen dat p gram kwik bij 0° in de buis gebracht is. Is de soortelijke massa van kwik s gram, en die van platina s' gram, zoo is bij 0° de inhoud der buis $\frac{p}{s} + \frac{q}{s'} \text{ cm}^3$. Verwarmt men nu de buis tot de bekende temperatuur t° en vloeit hierbij p' gram kwik uit, hebben δ en γ dezelfde beteekenis als in (4) en is x de gezochte kubieke uitzettingscoëfficiënt van platina, zoo heeft men de vergelijking:

$$\left(\frac{p}{s} + \frac{q}{s'}\right)(1 + \gamma t) = \frac{p-p'}{s}(1 + \delta t) + \frac{q}{s'}(1 + xt) \dots (6)$$

Uit deze vergelijking is x te vinden.

114. Bepaling van den uitzettingscoëfficiënt van vloeistoffen.

Heeft men volgens de methode in de vorige paragraaf beschreven, den kubieke uitzettingscoëfficiënt voor een glazen buis of kolf gevonden, dan kan men den uitzettingscoëfficiënt van een willekeurig gekozen vloeistof bepalen. Hiertoe vulle men bij 0° de buis met de vloeistof, bijv. alcohol, en bepale de massa van den alcohol dien de buis bij 0° bevat, stel p gram; men verwarme tot t° en er vloeie dan p' gram alcohol uit. Is dan s gram de soortelijke massa van alcohol, γ de uitzettingscoëfficiënt van het glas, waaruit de buis bestaat, en δ de gezochte uitzettingscoëfficiënt van alcohol, dan geldt vergelijking (4) van de vorige paragraaf, waaruit δ te berekenen is.

Alle vloeistoffen zetten zich eenigszins ongelijkmatig uit, zoodat de uitzettingscoëfficiënt tusschen 0° en t° niet als onafhankelijk van t° mag worden beschouwd.

Water vertoont nog een merkwaardig verschijnsel. Wanneer men een glazen bol heeft, waaraan een capillaire buis bevestigd is, en men vult dezen bol met de buis geheel met water bij een temperatuur van ongeveer 8° , dan zal men, zoo de bol in ijs geplaatst wordt, bemerken dat eerst de spiegel in de buis daalt, daarna een oogenblik stil staat om vervolgens weer te stijgen. Heeft de gansche watermassa een temperatuur van 0° gekregen, dan is de spiegel wederom tot het einde der buis genaderd. Het blijkt dat het volume van een zekere hoeveelheid water bij afkoeling afneemt totdat de temperatuur ongeveer 4°

is geworden; bij verdere afkoeling neemt het volume toe. De dichtheid van deze watermassa is dus het grootst bij 4° . De volumevermeerdering bij afkoeling houdt niet op bij 0° . Wij zullen later zien dat men een hoeveelheid water kan afkoelen beneden 0° zonder dat zij bevroest; men heeft nu tot -10° de volumeverandering van een hoeveelheid water onderzocht en waargenomen dat bij afkoeling het volume voortdurend toeneemt.

Verscheidene natuurkundigen hebben zich met het onderzoek naar de uitzetting van water bezig gehouden. Kopp o. a. heeft zeer nauwkeurige proeven genomen en gevonden dat de temperatuur, waarbij water de grootste soortelijke massa heeft $4^{\circ},08$ is, een temperatuur die men gelijk 4° stellen kan. In § 73 is een tafel gegeven voor de soortelijke massa van water voor verschillende temperaturen, als de soortelijke massa van water bij 4° als eenheid wordt aangenomen.

Door een eenvoudige proef is men in staat te bewijzen dat de soortelijke massa van water bij ongeveer 4° het grootst is. Hiervoor maakt men gebruik van een glazen cilinder, door den zijwand waarvan twee thermometers steken, een aan het bovineinde en een aan het benedeneinde. Ongeveer in het midden is om den cilinder een koperen bak aangebracht. Men vult den cilinder met

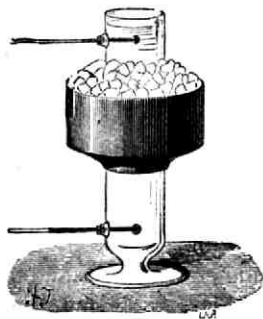


Fig. 133.

water van bijv. 6° en den koperen bak met stukjes ijs en zout; dan heeft men in den bak een zoogenaamd koudmakend mengsel dat een temperatuur ver beneden 0° kan bezitten. De waterlagen in het midden van den cilinder worden dan afgekoeld tot beneden 6° ; de dichtheid van deze lagen is grooter dan die der onderliggende; zij zinken en de temperatuur van den ondersten thermometer daalt. Dit duurt voort totdat de temperatuur van den ondersten thermometer 4° gewor-

den is; tot zoolang blijft de bovenste thermometer 6° wijzen. Maar na eenigen tijd neemt men nu waar dat de bovenste thermometer afkoelt, terwijl de onderste onveranderd op de temperatuur 4° blijft. De bovenste thermometer kan dalen tot 0° , zonder dat de onderste zijn aanwijzing verandert. De lagen namelijk in de nabijheid van het koudmakend mengsel, die een temperatuur krijgen beneden 4° , hebben kleiner dichtheid dan de bovenliggende lagen; de bovenliggende lagen zinken en maken plaats voor de

koudere lagen. Dit verschijnsel zou niet kunnen optreden, als niet water een maximum van soortelijke massa had bij 4° .

Ook oplossingen van zouten in water en mengsels van alcohol en water vertoonen een maximum van soortelijke massa, maar bij een lagere temperatuur dan 4° . Met uitzondering van water en van dergelijke oplossingen en mengsels heeft geen der onderzochte vloeistoffen een maximum van soortelijke massa.

115. Verklaring van de uitzetting van vaste en van vloeibare lichamen bij verwarming. Het is niet moeilijk, uitgaande van de hypothese omtrent het wezen der warmte welke wij aangenomen hebben, tot zekere hoogte een verklaring te geven van de uitzetting der vaste en der vloeibare lichamen. Bij de vaste lichamen bewegen zich de deeltjes in de gesloten banen ten gevolge van de aantrekkende werkingen tusschen de deeltjes onderling. De kracht noodig om een deeltje in een gesloten baan van bepaalde afmetingen te houden, hangt af van de snelheid van het deeltje. Stijgt de temperatuur, dat wil zeggen neemt de snelheid van het deeltje toe, en wordt de kracht die op het deeltje werkt niet grooter, zoo zal het uit zijn oorspronkelijke baan geraken en een baan van grooter afmetingen gaan beschrijven. Krijgen de deeltjes banen van grooter afmetingen, dan zullen ook hun onderlinge aantrekkende werkingen kleiner worden tengevolge van de vergroting der onderlinge afstanden. Hierdoor worden de afmetingen der banen nog grooter. Een nieuwe blijvende toestand ontstaat, indien de banen zulke afmetingen hebben verkregen, dat bij de vermeerdering van de snelheid der deeltjes en de vermindering der aantrekkende werkingen, de deeltjes wederom in de gesloten banen kunnen gehouden worden.

Bij de vloeibare lichamen zijn de onderlinge aantrekkende werkingen der deeltjes niet groot genoeg om hen bijeen te houden; een invloed van buiten is hiertoe noodig. Stijgt de temperatuur, wordt dus de snelheid der deeltjes grooter, zoo zullen zij bij den bestaanden invloed van buiten banen van grooter afmetingen gaan beschrijven; een nieuwe blijvende toestand treedt in, waarbij de banen zulke afmetingen hebben dat bij de vermeerderde snelheid, bij de verminderde aantrekkende werkingen en bij denzelfden invloed van buiten de deeltjes bijeen worden gehouden. Het is mogelijk dat de bestaande invloed van buiten niet groot genoeg is om na de temperatuursverhooging de deeltjes bijeen te houden; in dit geval gaat het vloeibare lichaam in den dampvormigen staat over.

Van het merkwaardige verschijnsel, dat een watermassa van een temperatuur beneden 4° vertoont om bij verwarming een kleiner volume te gaan innemen, is tot heden geen verklaring gegeven. Alleen hebben de onderzoekingen van Fizeau geleerd dat kristallen van sommige stoffen beneden een zekere temperatuur en kristallen van zilverjoduur boven een bepaalde temperatuur hetzelfde verschijnsel opleveren.

116. Toepassingen. Bij elke lengtemeting heeft men rekening te houden met de temperatuur van de maatstaf; want de grootte der maatstaf verandert met de temperatuur. Stel dat men de lengte van een voorwerp bepalen wil door middel van een in millimeters verdeelden meter. Deze verdeeling is bij een bepaalde temperatuur, stel 0° aangebracht; alleen als de meter de temperatuur 0° heeft, is de afstand van twee opeenvolgende deelstrepen 1 mm. Heeft de meter de temperatuur t° en is β de lineaire uitzettingscoëfficiënt van de stof waaruit de meter bestaat, dan is de afstand van twee opeenvolgende deelstrepen $1 + \beta t$ mm. Is de lengte van het voorwerp l' -maal de afstand van twee opeenvolgende deelstrepen van den meter bij t° of zooals men het uitdrukt, is de schijnbare lengte van het voorwerp l' mm., zoo is de ware lengte van het voorwerp l mm. als

$$l = l' (1 + \beta t) \dots \dots \dots (1)$$

Wij hebben vroeger gezien dat de slingertijd van een samengestelden slinger afhangt van den afstand van de as van slingerpunten tot de ophangas. Neemt door verhooging van temperatuur deze afstand toe, zoo wordt de slingertijd grooter. De gang van de meeste klokken wordt geregeld door een slinger; is de slingertijd hiervan afhankelijk van de temperatuur, zoo moet de gang ongelijkmatig zijn. Om den invloed van een verandering der temperatuur, althans voor het grootste deel te ontgaan, heeft men in klokken zoogenaamde compensatieslingers aangebracht. Een veel voorkomende vorm van compensatieslinger is de rooster-slinger, waarvan men een schematische afbeelding in figuur 134 ziet. Aan een stalen veer die bij 0° een lengte van f_1 cm. moge hebben en waarvan het boven einde de ophangas vormt, is een horizontaal stuk bevestigd; aan elk der uiteinden van dit horizontale stuk is een verticaal stalen staafje F verbonden, dat bij 0° een lengte f_2 cm. heeft. Deze stalen staafjes zijn van onderen door een tweede horizontaal stuk vereenigd; op dit laatstgenoemde

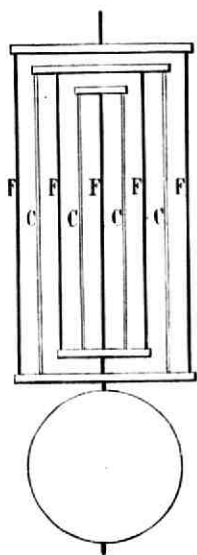


Fig. 134.

stuk rusten twee koperen staafjes C bij 0° elk lang c_1 cm., die van boven wederom door een dwarsstuk verbonden zijn; aan dit dwarsstuk hangen twee stalen staafjes, bij 0° elk f_3 cm. lang, die van onderen door een vierde dwarsstuk worden samengehouden; op dit vierde dwarsstuk rusten nogmaals twee koperen staafjes, bij 0° elk c_2 cm. lang, welke van boven door een vijfde dwarsstuk vereenigd zijn, waaraan ten slotte een stalen staafje bevestigd is dat bij 0° een lengte van f_4 cm. heeft; op het onderende hiervan rust een lensvormig stuk koper. De straal van den begrenzenden cirkel van dit lensvormig stuk koper moge r cm. zijn. Neemt de lengte der stalen staafjes toe, zoo daalt het midden van het lensvormig stuk; wordt de straal van het lensvormig stuk grooter, dan rijst het midden er van. Is de lineaire uitzettingscoëfficiënt van staal α en die van koper β en stijgt de temperatuur van den slinger

tot t° , dan daalt het midden van de lens ten gevolge van het langer worden der stalen staafjes $(f_1 + f_2 + f_3 + f_4) \alpha t$ cm.; ten gevolge van het langer worden der koperen staafjes stijgt het midden van de lens $(c_1 + c_2) \beta t$ cm.; ten gevolge van het grooter worden van den straal der lens stijgt het midden er van $r \beta t$ cm. Het midden van de lens blijft dus op zijn plaats als

$$(f_1 + f_2 + f_3 + f_4) \alpha = (c_1 + c_2 + r) \beta \dots \dots \dots (2)$$

De plaats van de as der slingerpunten zal, als het midden der lens niet van plaats verandert, ook nagenoeg onveranderd blijven. Kan dus aan (2) voldaan worden, dan blijft de slingertijd van den slinger onafhankelijk van de temperatuur.

Daar $f_1 + f_2 + f_3 + f_4$ grooter is dan $c_1 + c_2 + r$ kan aan (2) alleen voldaan worden als $\alpha < \beta$, wat bij het gebruik van stalen en koperen staafjes het geval is. Bij de vervaardiging van een roosterslinger worden nu de lengten der stalen en die der koperen staafjes zoodanig gekozen dat aan (2) voldaan wordt.

Wanneer de kubieke uitzettingscoëfficiënt van een stof α is en bij 0° haar soortelijke massa s_0 gram bedraagt, dan is bij t° haar soortelijke massa s_t gram, zoo

$$s_t = \frac{s_0}{1 + \alpha t} \dots \dots \dots (3)$$

Immers een hoeveelheid van die stof welke bij 0° een volume van 1 cm^3 . heeft, bezit bij t° een volume van $1 + \alpha t \text{ cm}^3$. Dikwijls moet men met de verandering welke de soortelijke massa van een stof bij temperatuursverandering ondergaat, rekening houden. Zoo bijv. bij barometerwaarnemingen. Onder den barometerstand verstaat men den verticalen afstand waarop de kwikspiegel binnen de buis verwijderd zou zijn van den spiegel in den bak, als de temperatuur van de kwikmassa in de buis 0° was. Is deze temperatuur t° , is de kubieke uitzettingscoëfficiënt van kwik δ , en heeft men gevonden, na rekening gehouden te hebben met den invloed der capillariteit, dat de verticale afstand der kwikspiegels H' cm. bedraagt, zoo is de barometerstand H cm., indien

$$H = \frac{H'}{1 + \delta t} \dots \dots \dots (4)$$

Want als voldaan wordt aan (4), zoo is het gewicht van een kwikkolom van 0° , die 1 cm^2 . doorsnede en H cm. hoogte heeft, gelijk aan het gewicht van een kwikkolom van t° , die 1 cm^2 . doorsnede en H' cm. hoogte heeft.

Als men door middel van een manometer de spanning van een gasvormig lichaam bepaalt en deze spanning in cm. kwik wil aangeven, dan heeft men ook steeds een dergelijke berekening te maken.

117. Bepaling van den uitzettingscoëfficiënt van gassen. Wet van Gay-Lussac. Bij de bestudeering van den invloed, dien de verhooging van temperatuur op een gasvormig lichaam heeft, kan men twee wegen inslaan: 1° men kan de spanning van het gasvormige lichaam onveranderd laten; dan neemt zijn volume toe; 2° men kan zijn volume onveranderd laten; dan wordt zijn spanning grooter.

Laat ons aannemen dat een zekere gasmassa bij de temperatuur 0° en bij een spanning van H_0 cm. kwik een volume van $v_0 \text{ cm}^3$. heeft en dat deze zelfde gasmassa bij de temperatuur t° en een spanning van H_0 cm. kwik een volume van $v_t \text{ cm}^3$. inneemt; is nu

$$\alpha = \frac{v_t - v_0}{v_0 t} \dots \dots \dots (1)$$

dan noemt men α den uitzettingscoëfficiënt tusschen 0° en t° bij constante spanning van de gassoort, waaruit het gasvormig lichaam bestaat.

Wordt deze zelfde gasmassa tot t° verwarmd, terwijl haar volume. v_0 cm³. blijft, maar haar spanning tot H_t cm. kwik stijgt, en is

$$\beta = \frac{H_t - H_0}{H_0 t} \dots \dots \dots (2)$$

dan noemt men β den uitzettingscoëfficiënt tusschen 0° en t° bij constant volume van de gassoort of ook wel den spanningscoëfficiënt.

Indien de wet van Boyle volkomen juist was voor het beschouwde gasvormig lichaam zou $\beta = \alpha$ zijn. Want dezelfde gasmassa, die bij de temperatuur t° en bij een spanning van H_0 cm. kwik een volume van v_t cm³. heeft, neemt bij de temperatuur t° en een spanning van H_t cm. kwik een volume v_0 cm³. in. Volgens de wet van Boyle moet dan

$$v_t H_0 = v_0 H_t \dots \dots \dots (3)$$

zijn. Daar volgens (1) $v_t = v_0 (1 + \alpha t)$ en volgens (2) $H_t = H_0 (1 + \beta t)$, eischt (3) dat $\alpha = \beta$. Daar nu voor geen enkel gas de wet van Boyle volkomen geldt, kan ook voor geen enkel gas α volkomen gelijk zijn aan β .

Voor wij overgaan tot het beschrijven der proeven, die genomen zijn tot het bepalen van α en β , zij nog opgemerkt dat voor lucht β onafhankelijk is van t . Dit is het gevolg van den aangenomen grondslag voor het meten van temperatuursverschillen. Het gebruik van den luchtthermometer toch berust hierop, dat een luchtmassa bij onderling gelijke spanningsvermeerderingen onderling gelijke temperatuursverhoogen krijgt, zoo het volume onveranderd blijft. De spanningsvermeerdering die een luchtmassa met onveranderd volume bij verwarming van 0° tot t° verkrijgt, is dus evenredig met t ; en β cm. kwik is de spanningsvermeerdering die een luchtmassa van onveranderd volume, welke bij 0° een spanning van 1 cm. kwik heeft, verkrijgt bij 1 graad temperatuursverhoogen.

Of voor lucht α en of voor andere gassen α en β onafhankelijk zijn van t , moet door proeven uitgemaakt worden.

De eerste, wiens proeven omtrent de uitzetting van gassen bij verwarming eenigszins op nauwkeurigheid aanspraak konden maken, was Gay-Lussac (1778—1850). Hij bepaalde den uitzettingscoëfficiënt van lucht bij constante spanning. Daartoe maakte hij gebruik van een glazen buis *A* met bolvormig reservoir; de nauwe buis was verdeeld in deelen van dezelfde lengte. Bij 0° werd het

volume bepaald van het reservoir alleen, en vervolgens het volume van elk der deelen van de nauwe buis; dit werd bereikt door de massa te zoeken van de hoeveelheid kwik, welke bij 0° de verschillende deelen der buis vulde. Vervolgens zocht hij den kubieken uitzettingscoëfficiënt der glassoort, waarvan de buis vervaardigd was. Na deze voorloopige bepalingen werd de kwikmassa in de buis *A* aan het koken gebracht, zoodat alle lucht en waterdamp uitgedreven werden. Nadat de buis geheel met kwik ge-

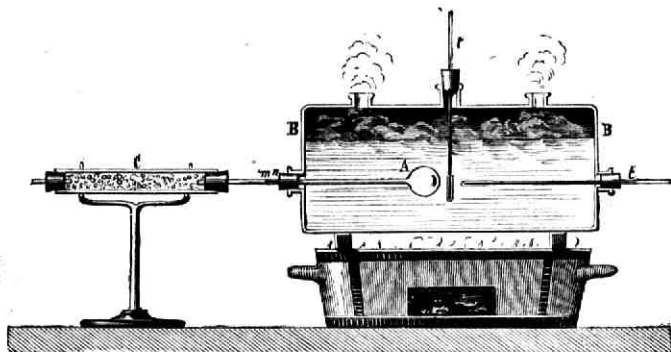


Fig. 135.

vuld en afgekoeld was, werd aan het open einde een wijde buis *C* aangebracht, die gevuld was met stukjes chloorcalcium. Chloorcalcium heeft de eigenschap waterdamp tot zich te trekken, zoodat een gasvormig lichaam, dat door een buis met chloorcalcium gedreven is, geacht kan worden zijn waterdamp afgestaan te hebben. De buis *A* werd in verticalen stand gesteld, waardoor de kwikmassa uitstroomde en buitenlucht, gezuiverd van waterdamp, binnentrad. Het uitvloeien van de kwikmassa kon nog bevorderd worden door een paardenhaar in de nauwe buis van *A* heen en weer te bewegen. Was al de kwik op een enkelen druppel na uitgevloeid, zoo werd de buis in horizontalen stand gebracht; de overblijvende kwikdruppel *mn* diende om de luchtmassa in de buis van de buitenlucht af te scheiden, terwijl de chloorcalciumbuis aan de buis *A* bevestigd bleef, om te verhinderen dat waterdamp van buiten toetrad. Nu werd de buis *A* in een bak *BB* gelegd, die met smeltend ijs gevuld was; de kwikdruppel *mn* verplaatste zich. Als de temperatuur van de buis 0° was geworden, werd het volume afgelezen, dat door de opgesloten luchtmassa werd ingenomen; stel dit volume v_0 cm³. Dan was dus in de buis een

hoeveelheid lucht afgesloten, welke bij de spanning der buitenlucht (stel H cm. kwik) en bij een temperatuur van 0° een volume van v_0 cm³. had. Vervolgens werd het smeltend ijs in den bak BB vervangen door water, dat verwarmd werd; twee thermometers tt stelden in staat de temperatuur van het waterbad te bepalen; laat ons aannemen dat de temperatuur van het waterbad t° was. Men zorgde dat de buis A zoover binnen den bak zich bevond, dat de kwikdruppel mn juist even er buiten zich vertoonde. Men las af welk volume het gedeelte der buis, dat nu door de opgesloten lucht-massa werd ingenomen, bij 0° bezat; stel v'_1 cm³. Dan was het volume der opgesloten lucht-massa v_1 cm³. geworden als $v_1 = v'_1 (1 + \gamma t)$. Was de spanning der buitenlucht en dus die der opgesloten lucht-massa onveranderd gebleven, en stelde men den gezochten uitzettingscoëfficiënt α , dan kon men α door vergelijking (1) berekenen. Was daarentegen de spanning der buitenlucht H' cm. kwik geworden, dan nam de opgesloten lucht-massa bij een temperatuur van t° en een spanning van H' cm. kwik een volume in van v_1 cm³.; bij een temperatuur van t° en een spanning van H cm. kwik zou deze lucht-massa volgens de wet van Boyle een volume van $\frac{H'}{H} v_1$ cm³. gehad hebben; dan was dus:

$$\alpha = \frac{\frac{H'}{H} v_1 - v_0}{v_0 t} \dots\dots\dots (4)$$

Niettegenstaande de wet van Boyle niet volkomen juist is, mag zij hier toegepast worden, omdat H' zoo weinig van H zal verschillen.

Gay-Lussac nam ook proeven met andere gassen; hij kwam tot het besluit, dat voor alle onderzochte gassen α onafhankelijk is van t en zelfs voor alle gassen dezelfde waarde heeft, namelijk 0,00375. Deze uitkomst is bekend onder den naam van de wet van Gay-Lussac.

Het is later gebleken dat deze wet onjuist is, en dat de verschillende gassen zeer merkbaar verschillende uitzettingscoëfficiënten hebben. Tegen de proeven van Gay-Lussac zijn dan ook gewichtige bezwaren in te brengen. In de eerste plaats is men bij zijn methode niet zeker dat men in het geheel geen waterdamp in de buis heeft; in de tweede plaats is het de vraag of de afsluiting door middel van den kwikdruppel als voldoende beschouwd mag worden. Het is mogelijk dat tusschen den glaswand en den

kwikdruppel nog van het gasvormig lichaam naar buiten kan dringen of buitenlucht naar binnen kan komen.

Nauwkeuriger proeven zijn door Regnault gedaan. Regnault heeft zoowel de uitzettingscoëfficiënten der gassen bij constante spanning als die bij constant volume bepaald. Zijn methode tot bepaling van den uitzettingscoëfficiënt bij constante spanning is vrij van de bronnen van fouten, die de methode van Gay-Lussac aankleven. De uitkomsten door hem verkregen deelen wij straks mede; alleen zij reeds nu gezegd dat voor lucht de uitzettingscoëfficiënt bij constante spanning tusschen 0° en 100° gelijk bleek te zijn aan 0,0036708.

Wij zullen de methode van Regnault ter bepaling van den uitzettingscoëfficiënt van lucht bij constant volume uitvoeriger bespreken. Een glazen ballon met nauwe buis wordt verbonden met den eenen arm van een T-vormige buis, waarvan de tweede

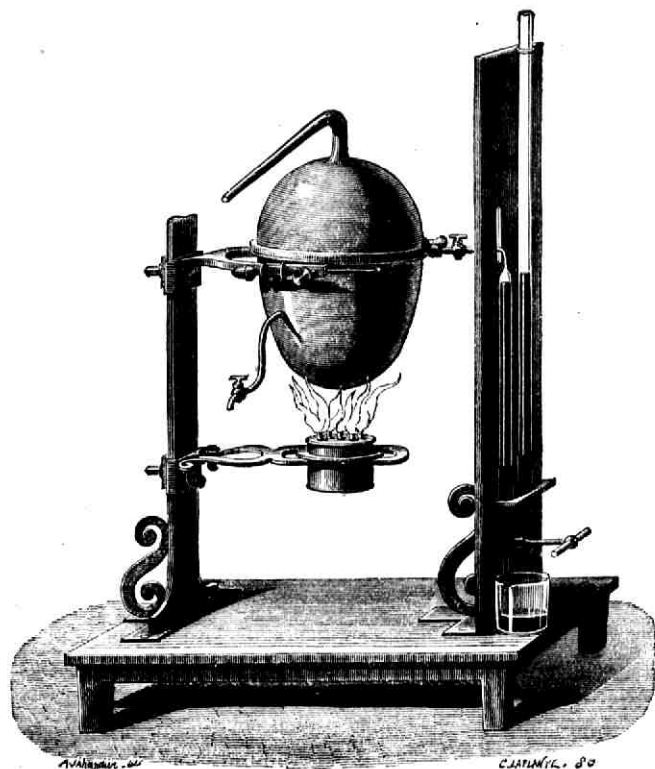


Fig. 136.

arm voert naar een open manometer, en waarvan de derde arm in gemeenschap gebracht kan worden met de luchtpomp; de glazen ballon is omgeven door een koperen bak.

Aan den open manometer is in het benedeneinde van het korte been eene driewegkraan aangebracht. Door deze kraan in verschillende standen te plaatsen kan men de twee beenen met elkander in gemeenschap brengen of die gemeenschap verbreken, en ook de kwik uit een van beide of uit beide beenen doen wegvloeien.

De inhoud bij 0° van den ballon en van het gedeelte der buis binnen den koperen bak is van te voren bepaald, stel v_0 cm³; evenzoo de inhoud bij 0° van het gedeelte der buis dat buiten den koperen bak steekt, vermeerderd met den inhoud van de verbindingsbuis welke naar den manometer voert, en met den inhoud van het bovenste deel der manometerbuis zelve tot aan een merkteeken, dat bovenaan op het korte been van den open manometer is aangebracht; stel den inhoud bij 0° van deze deelen gezamenlijk v_0' cm³. Door nauwe buizen te gebruiken, is er gezorgd dat v_0' in vergelijking van v_0 klein is; $\frac{v_0'}{v_0}$ was slechts ongeveer $\frac{1}{380}$.

De manometer wordt met kwik gevuld totdat de spiegel in het korte been tegenover het genoemde merkteeken staat. Daarna wordt de gemeenschap tusschen de beenen van den manometer met behulp van de kraan verbroken en de lucht uit den ballon weggepompt; is de spanning der overblijvende lucht zoo klein mogelijk geworden, zoo wordt uit den dampkring zuivere drooge lucht toegelaten, die door buizen met puimsteen, bevochtigd door zwavelzuur, gegaan is. Opnieuw wordt dan de ballon leeggepompt en opnieuw wordt drooge lucht toegelaten. Deze bewerking werd door Regnault een dertigtal malen herhaald. Het doel is om zoo mogelijk allen waterdamp uit den ballon te verwijderen, ook het waterlaagje dat wellicht aan den glaswand kleeft. Om het verdampen van dit waterlaagje te bevorderen, brengt men in den koperen ketel water aan het koken, zoodat de ballon zich in den damp van kokend water bevindt. Ten slotte wordt de ballon omgeven door smeltend ijs; nog steeds kan drooge lucht uit den dampkring toetreden; de kraan, welke de verbinding tusschen de beenen van den manometer afsluit, wordt geopend. Wanneer men grond heeft te meenen, dat de temperatuur van den ballon en van de daarbinnen zich bevindende lucht 0° geworden is, wordt de dwarsbuis, die naar de luchtpomp voert, dichtgesmolten.

Binnen den ballon en het gedeelte der buis, dat door den koperen ketel omgeven wordt, bevindt zich dan een hoeveelheid lucht, die bij 0° en bij een spanning gelijk aan die der buitenlucht (stel H cm. kwik) een volume van v_0 cm³. inneemt. Bovendien wordt in het overige gedeelte der buis tot aan den kwikspiegel in de manometerbuis een hoeveelheid lucht gevonden van een spanning van H cm. kwik, die intusschen niet de temperatuur 0° heeft, maar bijv. de temperatuur t° . Het is niet gemakkelijk de waarde van t te vinden. Regnault nam aan dat de temperatuur van dit gedeelte der buis met de opgesloten lucht gelijk was aan de temperatuur van de omgevende buitenlucht, die door thermometers bepaald werd. Hierbij is het maken van een kleine fout niet te vermijden; maar omdat v_0' zoo gering is ten opzichte van v_0 kan de fout geen grooten invloed op de uitkomst hebben.

De kubieke uitzettingscoëfficiënt γ van de glassoort, waaruit de ballon en de buizen vervaardigd zijn, is te voren bepaald; de inhoud bij t° van het deel der buis, dat buiten den koperen bak steekt, tot aan den kwikspiegel in de manometer is dan $v_0' (1 + \gamma t)$ cm³. Dit gedeelte bevat dus een hoeveelheid lucht, welke bij een spanning van H cm. kwik en een temperatuur van t° een volume van $v_0' (1 + \gamma t)$ cm³. inneemt. Is α de reeds bekende uitzettingscoëfficiënt van lucht bij constante spanning, zoo zou deze hoeveelheid lucht bij de temperatuur 0° en bij een spanning van H cm. kwik een volume van $\frac{v_0' (1 + \gamma t)}{1 + \alpha t}$ cm³. innemen. De totale hoeveelheid opgesloten lucht zou dus bij de temperatuur 0° en bij een spanning van H cm. kwik een volume bezitten van $v_0 + v_0' \frac{1 + \gamma t}{1 + \alpha t}$ cm³.

De kwikspiegels in de beide beenen van den manometer zijn tot nu toe in hetzelfde horizontale vlak gelegen. In den koperen bak wordt nu het ijs vervangen door water en dit aan het koken gebracht; de ballon bevindt zich dan in den damp van kokend water; bij den bestaanden barometerstand van H cm. moge de temperatuur van dezen damp T° zijn. De kwikspiegel in het korte been van den manometer daalt, die in het lange open been stijgt. Er wordt nu kwik in het open been gegoten, totdat de spiegel in het korte been wederom tegenover het merkteeken gevonden wordt. Indien de verticale afstand der kwikspiegels, na correctie voor de temperatuur, h cm. bedraagt, is de spanning der opgesloten luchtmasa $H + h$ cm. kwik geworden. De ballon met het gedeelte der buis binnen den ketel heeft een volume van $v_0 (1 + \gamma T)$

cm³. gekregen; hierbinnen bevindt zich dus een hoeveelheid lucht die bij een spanning van $H + h$ cm. kwik en bij de temperatuur T° een volume van $v_0 (1 + \gamma T)$ cm³. inneemt. In het gedeelte der buis, dat buiten den ketel steekt tot den kwikspiegel van den manometer, bevindt zich $v'_0 (1 + \gamma t)$ cm³. lucht van een spanning van $H + h$ cm. kwik en de temperatuur t° , zoo t° wederom de temperatuur is van de omgevende buitenlucht. Deze laatstgenoemde hoeveelheid lucht zou dus bij een spanning van $H + h$ cm. kwik en bij de temperatuur 0° een volume van $v'_0 \frac{(1 + \gamma t)}{1 + \alpha t}$ cm³. innemen, en bij dezelfde spanning maar bij de temperatuur T° een volume $v'_0 (1 + \gamma t) \frac{1 + \alpha T}{1 + \alpha t}$ cm³. De totale hoeveelheid opgesloten lucht zou dus bij de temperatuur T° en bij een volume van $v_0 (1 + \gamma T) + v'_0 (1 + \gamma t) \frac{1 + \alpha T}{1 + \alpha t}$ cm³. een spanning van $H + h$ cm. kwik hebben. Is de gezochte uitzettingscoëfficiënt bij constant volume β , zoo zou deze hoeveelheid lucht, indien haar volume onveranderd bleef, bij 0° een spanning hebben van $\frac{H + h}{1 + \beta T}$ cm. kwik.

Men krijgt dus dat dezelfde hoeveelheid lucht, die bij de temperatuur 0° en bij een spanning van H cm. kwik een volume van $v_0 + v'_0 \frac{1 + \gamma t}{1 + \alpha t}$ cm³. inneemt, bij de temperatuur 0° en bij een spanning van $\frac{H + h}{1 + \beta T}$ cm. kwik een volume heeft van

$$v_0 (1 + \gamma T) + v'_0 (1 + \gamma t) \frac{1 + \alpha T}{1 + \alpha t} \text{ cm}^3.$$

Past men nu de wet van Boyle toe, wat zonder waarneembare fout gedaan kan worden, omdat de volumes zoo weinig van elkander verschillen, dan krijgt men de vergelijking:

$$\left[v_0 + v'_0 \frac{1 + \gamma t}{1 + \alpha t} \right] H = \left[v_0 (1 + \gamma T) + v'_0 (1 + \gamma t) \frac{1 + \alpha T}{1 + \alpha t} \right] \frac{H + h}{1 + \beta T} \dots (5)$$

Daar v'_0 klein is in vergelijking met v_0 , is het voldoende een benaderde waarde van α te kennen om β uit deze vergelijking te berekenen.

Dezelfde methode kan gebruikt worden tot het bepalen van den uitzettingscoëfficiënt van andere gassen.

De uitkomsten die Regnault verkreeg zijn in het volgende tafeltje te vinden. Hierin stelt α den uitzettingscoëfficiënt bij constante spanning tusschen 0° en 100° voor, en β den uitzettingscoëfficiënt bij constant volume tusschen 0° en 100° .

	α	β
Waterstof.....	0,0036613	0,0036678
Stikstof.....	—	0,0036682
Lucht.....	0,0036708	0,0036645
Kooloxyde.....	0,0036688	0,0036667
Koolzuur.....	0,0037099	0,0036871
Cyaan.....	0,0038767	0,0038290
Zwaveligzuur.....	0,0039028	0,0038453

Men ziet hieruit dat de wet van Gay-Lussac niet juist is. Wij hebben reeds opgemerkt dat, als de wet van Boyle volkomen waar was, α en β dezelfde waarden moesten hebben; het verschil tusschen de waarden van α en β voor een gas is dan ook des te grooter, naarmate het grooter afwijkingen van de wet van Boyle vertoont. Voor de meeste gassen is $\alpha > \beta$, alleen voor waterstof is $\alpha < \beta$; dit hangt samen met de bijzondere verhouding van waterstof tegenover de wet van Boyle (zie § 80).

Regnault vond nog dat de uitzettingscoëfficiënt bij constant volume tusschen 0° en t° voor waterstof en koolzuur onafhankelijk van t is; daarentegen bleek β voor zwaveligzuur des te kleiner te zijn, naarmate t grooter was. Verder heeft Regnault aangetoond dat de uitzettingscoëfficiënten der gassen bij vermeerdering der spanning eenigszins toenemen; de in het lijstje gegeven uitzettingscoëfficiënten gelden strikt genomen alleen als de gasvormige lichamen bij 0° een spanning hebben van ongeveer 76 cm. kwik.

De toestel, waarmede Regnault den uitzettingscoëfficiënt van lucht bij constant volume bepaalde, kan ook als luchtthermometer gebruikt worden. Heeft men eenmaal β gevonden, en brengt men den ballon in een omgeving van onbekende temperatuur, zoo kan uit de vergelijking (5) de waarde van T berekend worden.

De spanningsvermeerdering, die een gasvormig lichaam bij constant volume verkrijgt zoo het verwarmd wordt, en evenzoo de volumevermeerdering, die een gasvormig lichaam bij constante spanning onder die omstandigheden ondergaat, zouden volledig te verklaren zijn indien vergelijking (2) van § 75 volkomen juist

was; dan zouden zij eenvoudig het gevolg zijn van de vermeerdering van de snelheid der moleculen; dan zou ook de wet van Gay-Lussac waar zijn.

Dat de genoemde vergelijking (2) van § 75 niet volkomen juist is, is ons reeds gebleken uit de afwijkingen, die de gasvormige lichamen van de wet van Boyle vertoonen, en blijkt opnieuw uit de niet geldigheid van de wet van Gay-Lussac.

Verlangt men geen groote nauwkeurigheid, zoo kan men de uitzettingscoëfficiënten van de meeste gassen gelijk $\frac{1}{273}$ stellen.

HOOFDSTUK VIII.

CALORIMETRIE.

118. Het meten van hoeveelheden warmte. Soortelijke warmte. Bij het bestudeeren van de warmteverschijnselen is het noodig, dat men in staat is niet alleen temperatuursverschillen te meten, maar ook hoeveelheden warmte.

Men noemt twee hoeveelheden warmte gelijk, wanneer zij resp. toegevoerd aan twee lichamen, die geacht kunnen worden volkomen dezelfde eigenschappen te hebben, daarop dezelfde uitwerking hebben. Hieruit volgt bijv. dat de hoeveelheid warmte, noodig om een lichaam een bepaalde temperatuursverhooging te doen ondergaan, evenredig is met de massa van het lichaam. Verder stelt men voorop dat de hoeveelheid warmte, die noodig is om een lichaam uit den toestand *A* in den toestand *B* te brengen (bijv. van de temperatuur *t* tot de temperatuur *t'*), even groot is als de hoeveelheid warmte, welke dit lichaam afstaat wanneer het uit den toestand *B* in den toestand *A* terugkeert, mits de invloed, door de omgeving op het lichaam uitgeoefend, niet verandert. Dit laatste zal spoedig nader opgehelderd worden.

Als eenheid van warmtehoeveelheid nemen wij aan de hoeveelheid warmte, die noodig is om 1 gram water te verwarmen van 0° tot 1°. Deze hoeveelheid wordt door de Engelsche schrijvers *therm* genoemd, door de Fransche en Duitsche schrijvers *calorie* of ook wel kleine *calorie*, in tegenoverstelling met de groote *calorie*, dat is de hoeveelheid warmte, noodig om 1 kilogram

water van 0° tot 1° te verwarmen. Wij zullen de benaming calorie gebruiken.

Door proeven moet nu uitgemaakt worden, of er ook juist 1 calorie noodig is om 1 gram water van 1° tot 2° , en in het algemeen van t° tot $t+1^\circ$ te brengen. Was dit het geval, dan zou de hoeveelheid warmte, noodig om een hoeveelheid water een zekere temperatuursverhooging te geven, met deze temperatuursverhooging evenredig zijn. Regnault heeft hieromtrent onderzoekingen gedaan.

Zijn methode bestond hierin, dat hij twee hoeveelheden water van verschillende temperaturen met elkander vermengde en de temperatuur van het mengsel bepaalde. Indien men aanneemt dat de hoeveelheid warmte, noodig om een hoeveelheid water te verwarmen, evenredig is met haar temperatuursverhooging, kan men de temperatuur van het mengsel gemakkelijk berekenen. Voegt men toch p_1 gram water van t_1° bij p_2 gram water van t_2° , terwijl $t_2 > t_1$, en is t° de temperatuur van het mengsel, dan heeft de eerstgenoemde hoeveelheid water een temperatuursverhooging ondergaan van $t - t_1$ graden; voor elken graad temperatuursverhooging was noodig p_1 caloriën; de totale hoeveelheid opgenomen warmte bedroeg dus $p_1 (t - t_1)$ caloriën. De tweede hoeveelheid water is afgekoeld van t_2° tot t° , en heeft hierbij evenveel warmte afgestaan, als er noodig is om deze hoeveelheid van t° tot t_2° te verwarmen, dus $p_2 (t_2 - t)$ caloriën. Mag men aannemen dat geen warmte naar buiten is verloren gegaan, dan is

$$p_1 (t - t_1) = p_2 (t_2 - t) \dots \dots \dots (1)$$

en

$$t = \frac{p_1 t_1 + p_2 t_2}{p_1 + p_2} \dots \dots \dots (2)$$

Is nu de gemaakte onderstelling juist, dan moet de berekende temperatuur van het mengsel even groot zijn als de waargenomene.

Wel is waar kan aan vergelijking (1) nooit voldaan zijn, omdat het water zich in een bak moet bevinden, en ook deze bak een temperatuursverandering ondergaat, maar wij zullen spoedig zien, hoe men de hoeveelheid warmte hiervoor noodig in rekening brengt.

Regnault bevond nu, dat de berekende temperatuur niet volkomen overeenstemde met de waargenomene. Hij kwam tot het resultaat, dat de hoeveelheid warmte, noodig om 1 gram water

van 0° tot t° te verwarmen, niet evenredig is met t , maar w calorïën bedraagt, als

$$w = t + 2.10^{-5} \cdot t^2 + 3.10^{-7} \cdot t^3 \dots\dots\dots (3)$$

Ook voor andere stoffen als water vond Regnault, dat de hoeveelheid warmte, noodig om 1 gram van een stof van t° tot $t + 1^\circ$ te verwarmen, afhangt van t . Wordt echter geen zeer groote nauwkeurigheid vereischt, dan kan men aannemen dat de hoeveelheid warmte, noodig om 1 gram van een stof 1 graad te verwarmen, standvastig is, wat ook de aanvangstemperatuur moge zijn. Voortaan zullen wij dit eenvoudigheidshalve steeds doen. Wij nemen dan aan, dat 1 gram water 1 calorie noodig heeft om 1 graad in temperatuur te stijgen.

De hoeveelheid warmte, die noodig is om 1 gram van een stof 1 graad temperatuursverhooging te geven, noemt men de soortelijke warmte van die stof. De soortelijke warmte van water is dus 1 calorie.

Elke toestel, die dient tot het meten van hoeveelheden warmte, wordt calorimeter genoemd.

119. Bepaling van de soortelijke warmte. Mengingsmethode.

Om de soortelijke warmte van een stof te bepalen kan men gebruik maken van een watercalorimeter. Een watercalorimeter is een metalen, gewoonlijk een koperen of zilveren bak met dunne wanden, waarin zich een bekende hoeveelheid water bevindt. Laat ons dan aannemen, dat de bak van koper is en een massa van p gram heeft, dat de massa van het water in den bak P gram is, en dat blijkens de aanwijzing van een thermometer, die in de watermassa is geplaatst, de gemeenschappelijke temperatuur van het water en van den bak t° is. Wil men de soortelijke warmte bijv. van ijzer bepalen, dan verwarmt men een stuk ijzer, of liever eenige stukjes ijzer, waarvan de gezamenlijke massa q gram moge bedragen, tot een temperatuur van T° , aanzienlijk hooger dan de temperatuur van den calorimeter, maar niet boven 100° . Deze ijzermassa wordt in den calorimeter gebracht; zij geeft warmte af en haar temperatuur daalt; de calorimeter neemt warmte op en zijn temperatuur stijgt. Indien uit de aanwijzing van den thermometer blijkt, dat de gemeenschappelijke temperatuur van den calorimeter en de ijzermassa ten slotte t° geworden is, dan is de ijzermassa van T° tot t° in temperatuur gedaald, en heeft daarbij evenveel warmte afgegeven

als er noodig zou geweest zijn om haar van t° tot T° te verwarmen. Is de gezochte soortelijke warmte van ijzer x caloriën, dan heeft de ijzermassa $q(T-t')x$ caloriën afgestaan. De warmte door het stuk ijzer afgestaan, heeft gediend tot het verwarmen van het water in den calorimeter; maar verder is ook warmte opgenomen door den koperen bak en door den thermometer. Het water heeft opgenomen $P(t'-t)$ caloriën; stellen wij de soortelijke warmte van koper c caloriën, zoo heeft de bak $p(t'-t)c$ caloriën opgenomen. Bestaat de thermometer uit p' gram glas en uit p'' gram kwik, en is c' caloriën de soortelijke warmte van glas en c'' caloriën die van kwik, zoo heeft de thermometer opgenomen $p'(t'-t)c' + p''(t'-t)c''$ caloriën. Mag men aannemen, en dit zullen wij voor het oogenblik doen, dat alle warmte door de ijzermassa afgegeven, opgenomen is door den calorimeter met toebehooren, zoo krijgt men de vergelijking

$$q(T-t')x = (P + pc + p'c' + p''c'')(t'-t) \dots \dots \dots (1)$$

Uit deze vergelijking zou men x kunnen berekenen, indien de grootheden c , c' en c'' bekend waren. Daar de massa's p , p' en p'' klein zijn in vergelijking van P , kan men met voldoende nauwkeurigheid de producten pc , $p'c'$ en $p''c''$ berekenen, als men benaderde waarden van c , c' en c'' kent. Deze vindt men, indien men van de uitkomsten van vroegere waarnemingen geen gebruik wil maken, door voorloopige proeven, waarbij de hoeveelheden warmte door den bak en den thermometer opgenomen, verwaarloosd worden.

De grootheid $P + pc + p'c' + p''c''$ in (1) is het aantal caloriën, noodig om den geheelen calorimeter met toebehooren 1 graad in temperatuur te doen stijgen. Deze hoeveelheid warmte is ook noodig om aan $P + pc + p'c' + p''c''$ gram water 1 graad temperatuursverhooging te geven. Daarom noemt men $P + pc + p'c' + p''c''$ gram wel de waterwaarde van den calorimeter. De waterwaarde van een calorimeter is dus de hoeveelheid water, die om 1 graad in temperatuur te stijgen, evenveel warmte moet opnemen als de geheele calorimeter met toebehooren. Stelt men de waterwaarde van den calorimeter, waarop (1) betrekking heeft, W gram, zoo wordt (1):

$$q(T-t')x = W(t'-t) \dots \dots \dots (2)$$

Het is wenschelijk, dat het lichaam, hetwelk in den calorimeter gebracht wordt, en de calorimeter zelf, zoo spoedig mogelijk

dezelfde temperatuur aannemen. Daarom maakt men gebruik niet van een lichaam van betrekkelijk groote afmetingen, maar liever van eenige kleine stukjes van de stof, die men wil onderzoeken; dan is het oppervlak, in aanraking met het water, grooter. Men plaatst die stukjes dan in een mandje of in een bakje om ze gemakkelijk op het juiste oogenblik in den calorimeter te kunnen brengen. Zulk een bakje heeft men ook noodig als men de soortelijke warmte van een vloeistof wil bepalen. Dit mandje of dit bakje heeft oorspronkelijk de temperatuur van T° en koelt af tot t'° ; het staat dus mede warmte af aan den calorimeter. Is de massa van het mandje of van het bakje q' gram en de soortelijke warmte van de stof waaruit het bestaat c calorïën, dan wordt (2)

$$(qx + q'c)(T - t') = W(t' - t) \dots \dots \dots (3)$$

Vergelijking (3) geldt alleen dan, als men mag aannemen, dat alle warmte door de stukjes ijzer en het mandje afgegeven, door den calorimeter is opgenomen, en er dus geen warmte aan de omgeving van den calorimeter is afgestaan. Indien intusschen de calorimeter een temperatuur heeft hooger dan die zijner omgeving, zoo staat hij wél warmte af. Wanneer oorspronkelijk de calorimeter met toebehooren de temperatuur van de omgeving heeft, dan zal zijn temperatuur tengevolge van de opgenomen warmte stijgen boven die der omgeving, en zal hij gedurende de proef warmte verliezen. Vergelijking (3) zal dus in den regel niet volkomen juist zijn. Verschillende methoden zijn aangewend om deze bron van fouten te vermijden of te corrigeeren. In de eerste plaats zorgt men, dat de bodem van den calorimeter slechts in weinige punten ondersteund wordt, en de calorimeter bijv. op drie houten pootjes staat; ook hangt men hem wel aan draden op. Maar zelfs dan zal de calorimeter nog warmte aan de omgeving afstaan, zoodra zijn temperatuur hooger is.

Rumford bepaalde door een voorloopige proef hoeveel ongeveer de calorimeter in temperatuur toenam. Bleek dit bijv. 5 graden te zijn, zoo zorgde hij dat de calorimeter met toebehooren bij het begin der proef een temperatuur had van 2,5 graad beneden de temperatuur der omgevende lucht. Gedurende de proef steeg de temperatuur tot ongeveer 2,5 graad boven die der omgeving. Rumford meende dat de hoeveelheid warmte, welke de calorimeter gedurende het eerste gedeelte der proef opnam van de omgeving, gelijk was aan de hoeveelheid warmte gedurende het

tweede gedeelte der proef aan de omgeving afgestaan. Hij meende dus, dat men onder deze omstandigheden vergelijking (3) als geheel juist kon beschouwen. Maar de duur van het eerste gedeelte der proef is korter dan die van het tweede gedeelte; de hoeveelheid warmte, welke in zeker tijdsverloop door het ingebrachte voorwerp aan den calorimeter afgestaan wordt, is des te grooter, naarmate het temperatuursverschil tusschen het voorwerp en het omringende water grooter is. Van daar dat bij het begin der proef de temperatuur van den calorimeter sneller stijgt dan op het einde. Voordat de eindtemperatuur bereikt is, heeft dus de calorimeter langer een temperatuur gehad boven die der omgeving dan daar beneden. Er is dus door den calorimeter meer warmte afgestaan aan de omgeving dan hij ervan heeft opgenomen.

Regnault heeft een beteren weg ingeslagen. Hij trachtte te bepalen welke eindtemperatuur de calorimeter zou verkregen hebben, indien hij geen warmte gedurende de proef aan de omgeving had afgestaan. Hij ging hierbij uit van een wet door Newton gevonden, inhoudende dat in een zeker tijdsverloop een lichaam aan zijn omgeving een hoeveelheid warmte afstaat evenredig met het temperatuursverschil tusschen het lichaam en zijn omgeving. Daar de temperatuursverlaging van een lichaam evenredig is met de hoeveelheid warmte die het afstaat, zal de temperatuursverlaging door een lichaam in een zeker tijdsverloop ondergaan, evenredig zijn met het gemiddeld temperatuursverschil tusschen het lichaam en zijn omgeving.

Men neemt nu van het oogenblik af, waarop het mandje met zijn inhoud in den calorimeter komt, na elke 20 sec. de temperatuur van den calorimeter waar tot dat de eindtemperatuur van t° bereikt is. Voor elk der achtereenvolgende tijdsverloopen van 20 sec. bepaalt men de gemiddelde temperatuur; is deze voor het eerste θ_1° , dan is het gemiddeld temperatuursverschil met de omgeving $\theta_1 - t$ graden. Wanneer men weet, dat de temperatuur van den calorimeter bij een temperatuursverschil met de omgeving van 1 graad in 20 sec. α graden daalt, dan daalt zij in de eerste 20 sec. $\alpha (\theta_1 - t)$, in de tweede 20 sec. $\alpha (\theta_2 - t)$ enz. In het geheel daalt zij dus:

$$\Sigma \alpha (\theta - t) = p.$$

Om α te bepalen neemt men van het oogenblik af, waarop de eindtemperatuur t° bereikt is, gedurende eenige minuten nogmaals na elke 20 sec. de temperatuur waar, en deelt de

temperatuursdaling voor elke 20 sec. door het gemiddeld temperatuursverschil van den calorimeter en zijn omgeving voor dat tijdsverloop. Het blijkt dan dat α een nagenoeg standvastig getal is. Vertoonen de waarden van α nog kleine onderlinge verschillen, dan neemt men de gemiddelde waarde. Indien de calorimeter geen warmte aan zijn omgeving had afgestaan, dan zou zijn eindtemperatuur $t' + p^\circ$ geweest zijn. Vergelijking (3) gaat daarvoor over in

$$(q_c + q'_c) (T - t' - p) = W (t' + p - t) \dots \dots \dots (4)$$

Men zou deze vergelijking ook nog op de volgende wijze kunnen afleiden. Er is door het ingebrachte voorwerp $(qx + q'_c) (T - t')$ calorieën afgestaan; deze hoeveelheid warmte is gelijk aan $W (t' - t)$ calorieën plus het warmteverlies. Het warmteverlies is de hoeveelheid warmte, die de geheele calorimeter met het voorwerp, bij een temperatuursverlaging van p graden afstaat en dus gelijk aan $(W + qx + q'_c) p$ calorieën. Hieruit volgt dan verg. (4).

Zoowel voor de bepaling van de soortelijke warmte van vaste stoffen als voor die van vloeistoffen, kan men van den beschreven calorimeter gebruik maken; alleen moet men zorgen dat lichamen, die scheikundig op water of op de stof waaruit de calorimeter bestaat, inwerken, in gesloten fleschjes binnen den calorimeter gebracht worden.

Om de temperatuur T , welke het voorwerp heeft op het oogenblik waarop het in den calorimeter komt, nauwkeurig te kunnen vinden, heeft Regnault gebruik gemaakt van den in figuur 137 afgebeelden toestel.

Als men de soortelijke warmte van een stof wil bepalen, worden stukjes van die stof van bekende massa in een gazen mandje G gebracht (voor vloeibare lichamen gebruikt men een metalen bakje of glazen fleschje). Dit mandje bevat een kokertje, waarin een thermometer wordt geplaatst. Aan een draad wordt het mandje binnen den cilinder B gehangen. Door het deksel C van dezen cilinder steekt de thermometerbuis naar buiten, omsloten door een kurk K ; de draad, waaraan het mandje hangt, is geklemd tusschen deze kurk en den wand van de opening in het deksel. De cilinder wordt door twee, in de figuur met gestippelde lijnen aangegeven, cilindrische mantels in drie afdeelingen verdeeld. Het binnenste cilindrische gedeelte A bevat het mandje en staat niet in gemeenschap met de twee andere afdeelingen. In de afdeeling, welke den binnensten cilinder omsluit, wordt damp

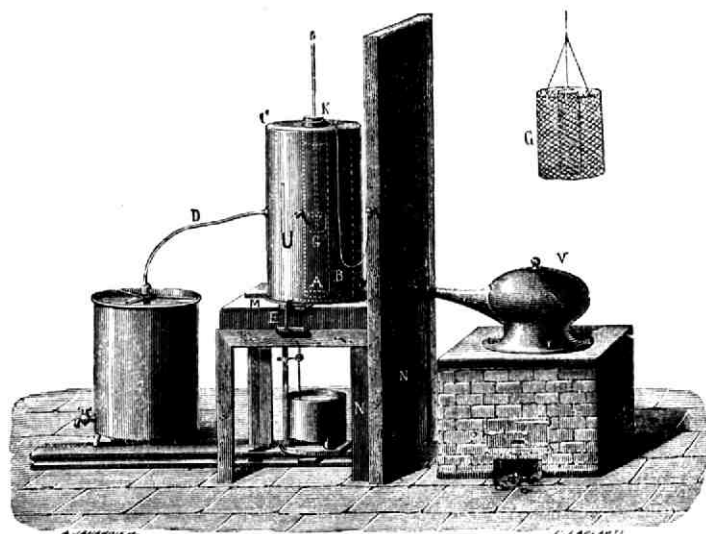


Fig. 137.

van kokend water gevoerd uit het reservoir *V*, waarin water aan het koken gehouden wordt. Uit deze tweede afdeeling treedt de waterdamp in de buitenste afdeeling, en wordt dan door de buis *D* gevoerd naar een bak met water, waarin de waterdamp tot water verdicht wordt.

De afdeeling *A* is aan de onderzijde gesloten door een schuif *E*, die uitgetrokken kan worden, zoodat het mandje naar beneden kan vallen, zoodra de draad wordt losgemaakt.

De calorimeter staat op een houten voetstuk, dat langs een houten richel kan glijden; hierdoor kan men den calorimeter snel en juist onder de opening brengen, waardoor het mandje naar buiten kan treden. Om den calorimeter te beschutten tegen verwarming door den ketel *V* en door den cilinder *B*, rust de cilinder *B* op een metalen rechthoekig omgebogen doos *MN*, die met water gevuld is. Het horizontale gedeelte *M* beschermt den calorimeter tegen verwarming door den cilinder *B*; het verticale gedeelte *N* tegen verwarming door den ketel *V*.

Stijgt de temperatuur van de voorwerpen in het mandje blijkens de aanwijzing van den thermometer niet meer, zoo wordt deze temperatuur opgeteekend; de draad, waaraan de calorimeter hangt, wordt doorgeknijpt, de schuif *E* naar buiten getrokken, de

calorimeter snel onder den cilinder *B* geschoven en de kurk *K* met den thermometer opgelicht. Het mandje valt dan in den calorimeter, die terstond teruggetrokken wordt; het mandje met zijn inhoud wordt in den calorimeter heen en weer bewogen. De thermometer van den calorimeter wordt dan elke 20 seconden afgelezen totdat zijn temperatuur niet meer stijgt. Deze hoogste temperatuur is de eindtemperatuur. Men gaat voort met het aflezen van den thermometer om de correctie voor het warmteverlies te kunnen berekenen volgens de uiteengezette methode van Regnault.

Tot bepaling van de soortelijke warmte van gassen maakte Regnault ook gebruik van een watercalorimeter. Maar omdat de massa van een volume gas betrekkelijk zoo gering is, moest een geheel andere methode gevolgd worden. Wij zullen deze niet uiteenzetten; wij vermelden slechts, dat door Regnault bepaald werd wat men noemt de soortelijke warmte van de verschillende gassen bij constante spanning, dat is de hoeveelheid warmte, die noodig is om 1 gram van de verschillende gassen 1 graad temperatuursverhoging te geven, indien de spanning van die gasmassa's onveranderd blijft.

Langs geheel anderen weg, dien wij evenmin zullen beschrijven, heeft men van verschillende gassen de zoogenaamde soortelijke warmte bij constant volume gevonden, dat is de hoeveelheid warmte, noodig om 1 gram van de verschillende gassen 1 graad temperatuursverhoging te geven, indien het volume van die gasmassa's onveranderd blijft. De soortelijke warmte van een gas bij constante spanning is grooter dan die bij constant volume; de verklaring hiervan bespreken wij later.

Men behoeft tot de bepaling van de soortelijke warmte van een stof den calorimeter niet juist met water te vullen; men zou ook van andere vloeistoffen, bijv. van kwik, kunnen gebruik maken. Dit heeft men soms gedaan. Dan is het intusschen noodig, dat men met groote nauwkeurigheid de soortelijke warmte van kwik kent.

Elke methode, waarbij de hoeveelheid warmte door een lichaam afgestaan, bepaald wordt uit de temperatuursverhoging, die een vloeistofmassa door het opnemen van deze warmte ondergaat, wordt mengingsmethode genoemd.

120. Methode van ijssmelting. Een andere methode voor het meten van hoeveelheden warmte is het eerst gevolgd door Black.

Wanneer een stuk ijs de temperatuur 0° heeft, zal het niet in den vloeibaren staat overgaan, tenzij er warmte aan toegevoerd wordt. Om 1 gram ijs van 0° te maken tot water van 0° heeft men een bepaalde hoeveelheid warmte noodig, en wel, zooals uit later te bespreken proeven is gebleken, 79,25 caloriën. Ten einde een hoeveelheid warmte te meten, onderzoekt men welke hoeveelheid ijs van 0° door de opneming van deze hoeveelheid warmte tot water van 0° wordt.

Om de soortelijke warmte van een stof te bepalen, maakte Black gebruik van een stuk ijs, waarin een holte was geboord, die juist een voorwerp kon bevatten van de stof, waarmede de proef genomen zou worden. Door een tweede stuk ijs, dat als deksel diende, kon deze holte gesloten worden. Voor het begin der proef werden de wand van de holte en het deksel met een doek afgedroogd; het voorwerp, dat een massa van q gram bezat en verwarmd was tot de temperatuur t° , werd in de holte gebracht en deze door het deksel gesloten. Indien het voorwerp lang genoeg binnen de holte vertoefd had, zoodat zijn temperatuur 0° geworden was, nam men het deksel van de opening af, en veegde met een droogen doek, welks massa te voren bepaald was, den wand van de holte en het deksel af. Als de massa van den doek door het opgenomen water met p gram was toegenomen, had de warmte, die het voorwerp bij afkoeling van t° tot 0° afstond, p gram ijs van 0° gemaakt tot water van 0° . Men had dus, als x caloriën de gezochte soortelijke warmte der stof was, de vergelijking:

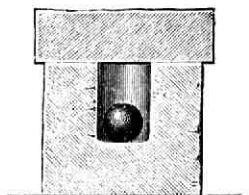


Fig. 138.

$$79,25p = qxt. \dots\dots\dots (1)$$

waaruit x te berekenen is.

Groote nauwkeurigheid laat deze methode niet toe, in de eerste plaats, omdat het moeilijk is zeker te weten dat het geheele stuk ijs de temperatuur 0° heeft; in de tweede plaats, omdat men wellicht met den doek niet al het gevormde water heeft opgenomen.

Lavoisier en Laplace hebben een ijscalorimeter ingericht, bestaande uit een bak met stukjes ijs, waarin het voorwerp gebracht werd van de stof, wier soortelijke warmte bepaald moest worden. Het gevormde water kon door een buis met kraan afvloeien en opgevangen worden. Deze bak was omgeven door een tweeden

bak met ijs, om den toevoer van warmte van de omgeving af te snijden. Ook bij deze inrichting is men er niet van verzekerd dat al het gevormde water wordt opgevangen.

Veel nauwkeuriger bepaling laat de ijscalorimeter van Bunsen toe, die bovendien het voordeel heeft, dat men slechts een kleine hoeveelheid van een stof behoeft om haar soortelijke warmte te vinden. Een glazen buis a , die van onderen gesloten is, is ingesmolten in een wijdere glazen buis b ; onder aan de buis b is de tweemaal omgebogen glazen buis c bevestigd, die bij d door een ijzeren buis met verwijld gedeelte omsloten wordt. Het bovenste gedeelte der buis b tot aan β is met zuiver, volkomen lucht vrij water gevuld; het overige gedeelte der buis b , evenals de buis c en de buis d tot γ , bevat zuivere uitgekookte kwik. In de buis c kan door middel van de stop k een fijne, in deelen van denzelfden inhoud verdeelde buis s geplaatst worden.

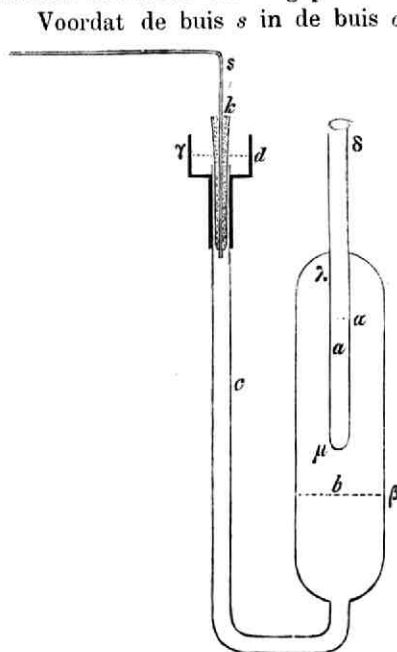


Fig. 139.

de kwikmassa in de buis s komt.

Wanneer een stuk ijs van 0° tot water van 0° wordt, neemt zijn volume af; hierop komen wij terug. Als s' gram de soortelijke massa van ijs bij 0° is, en s gram die van water bij 0° , zoo zal,

den geheelen toestel met smeltende sneeuw of met smeltend ijs. Dan wordt een stroom kouden alcohol, die een temperatuur van ongeveer -15° heeft, door de buis a geleid. Tengevolge hiervan befrist een deel van het water dat de buis a omgeeft; een laagje ijs zet zich om a vast; dit laagje laat men een dikte van 6 tot 10 millimeters verkrijgen. Dan houdt men op met het toevoeren van alcohol en verwijdert den alcohol uit de buis a . Langzamerhand zal dan het ijs, dat zich om a bevindt, de temperatuur 0° krijgen. Vervolgens brengt men de buis s in de buis c , waardoor een gedeelte van

indien 1 gram ijs van 0° overgaat tot water van 0° , zijn volume $\frac{1}{s'} - \frac{1}{s}$ cm³. kleiner worden. Van p gram ijs van 0° , dat water van 0° wordt, neemt het volume $p\left(\frac{1}{s'} - \frac{1}{s}\right)$ cm³. af. Zoodra een deel van het ijs dat de buis a omgeeft, smelt, stijgt de kwikspiegel β en de kwikspiegel in de buis s gaat terug. Heeft elk deel van de verdeelde buis s een inhoud van v cm³. en gaat de spiegel n deelen terug, dan is een hoeveelheid van p gram ijs om de buis a gesmolten, zoo

$$nv = p\left(\frac{1}{s'} - \frac{1}{s}\right) \dots \dots \dots (2)$$

Men brengt nu in de buis a een weinig water van 0° , zoodat de waterspiegel bij α staat. Terwijl de geheele toestel omgeven blijft door smeltende sneeuw, overtuigt men er zich van dat geen verandering van aggregaatstoestand binnen de buis b plaats grijpt, door na te gaan of de kwikspiegel in de buis s volkomen denzelfden stand behoudt. Dan wordt een voorwerp van de stof, wier soortelijke warmte men wil kennen, met een massa van q gram en de temperatuur t° , in het water der buis a geworpen. Dit voorwerp staat warmte af; de kwikspiegel in de buis s trekt zich n verdeelingen terug. Uit vergelijking (2) bepaalt men p ; is dan x calorïën de gezochte soortelijke warmte, zoo vindt men x uit (1).

De grootheden s en s' zijn bekend; de grootheid v moet van te voren bepaald worden. Men kan de waarde van $\frac{v}{\frac{1}{s'} - \frac{1}{s}}$ ook vinden, indien men een bekende hoeveelheid warmte aan den calorimeter toevoert.

De uitkomsten door Bunsen met den ijscalorimeter verkregen, waren geheel in overeenstemming met de uitkomsten, die Regnault met den watercalorimeter had gevonden. De methode van Bunsen heeft intusschen dit groote voordeel boven die van den watercalorimeter, dat men met voorwerpen van veel kleiner massa bepalingen kan doen, en dat men geen correctie aan te brengen heeft voor den invloed van de temperatuur der omgeving.

121. Uitkomsten verkregen bij de bepaling van de soortelijke warmte der verschillende stoffen. Regnault vond dat de hoeveelheid warmte, noodig om 1 gram van een stof 1 graad temperatuursverhooging te geven, bij stijgende temperatuur toeneemt.

Wordt geen groote nauwkeurigheid verlangd, dan kan zij als standvastig worden beschouwd. Onder deze verwaarloozing vindt men hieronder de soortelijke warmte van enkele vaste lichamen en vloeistoffen naar de bepalingen van Regnault.

Aluminium.....	0,2143	Koper.....	0,0935
Lood.....	0,0314	Platina.....	0,0324
IJzer.....	0,1138	Zilver.....	0,0570
Goud.....	0,0324	Zink.....	0,0956
Jodium.....	0,0541	Tin.....	0,0562
Alcohol.....	0,6818	Kwik.....	0,0332
Terpentijnolie.....	0,4592	Ether.....	0,5586

Vergelijkt men de soortelijke warmte van een stof in den vasten toestand met die van dezelfde stof in den vloeibaren toestand, zoo blijkt het dat in den vloeibaren staat de soortelijke warmte van een stof grooter is dan die in den vasten staat. Uit het volgende tafeltje is dit te zien.

	Vaste toestand.	Vloeibare toestand.
Bromium.....	0,0843	0,1051
Kwik.....	0,03136	0,0332
Water.....	0,504	1,0000
Tin.....	0,0562	0,0637
Lood.....	0,0314	0,0402

De soortelijke warmte van lucht en van eenige andere gassen is blijkens de proeven van Regnault onafhankelijk van de temperatuur; ook de spanning is niet van invloed. Alleen bij die gassen, welke groote afwijkingen van de wet van Boyle vertoonen, neemt de soortelijke warmte bij stijgende temperatuur toe.

In het volgende lijstje zijn eenige uitkomsten van Regnault neergelegd.

Soortelijke warmte bij constante spanning.

Lucht.....	0,23751
Zuurstof.....	0,21751
Stikstof.....	0,24348
Waterstof.....	3,40900
Koolzuur.....	0,21627

Noemt men de soortelijke warmte van een gas bij constante spanning c calorieën, de soortelijke warmte van hetzelfde gas bij constant volume c' calorieën en stelt men $\frac{c}{c'} = k$, dan is volgens de proeven van Cazin de waarde van k voor lucht, zuurstof, stikstof en waterstof 1,410, en die waarde voor koolzuur 1,291.

Belangrijk is nog een wet, het eerst door Dulong en Petit uitgesproken, volgens welke voor enkelvoudige stoffen in den vasten staat het product van de soortelijke warmte en het atoomgewicht constant is. Voor de meeste dezer stoffen is dit product ongeveer 6,38. Dat deze wet intusschen slechts als benaderingswet beschouwd mag worden volgt hieruit, dat de afwijkingen tusschen deze producten onderling veel grooter zijn dan kunnen worden toegeschreven aan de waarnemingsfouten. Bovendien geldt voor enkele elementen, namelijk borium, koolstof, phosphor, zwavel en silicium de wet in het geheel niet.

122. Verklaring van het verschil in soortelijke warmte bij constante spanning en bij constant volume. De hoeveelheid warmte die aan een lichaam wordt medegedeeld, dient slechts ten deele tot het vermeerderen van het translatorisch arbeidsvermogen van beweging der moleculen, en dus tot temperatuursverhooging; het overige gedeelte wordt in een anderen vorm van arbeidsvermogen omgezet. Vooreerst zet het lichaam zich uit; de onderlinge afstanden der moleculen worden grooter, en daar de moleculen elkander aantrekken, wordt hierbij het arbeidsvermogen van plaats der moleculen grooter. Verder is het mogelijk dat de snelheid der atomen binnen de moleculen ook toeneemt en dat de afstanden der elkander aantrekkende atomen van dezelfde molecule grooter worden; dan neemt het inwendig arbeidsvermogen zoowel van beweging als van plaats der moleculen toe. Eindelijk zal in den regel door het grooter worden van het volume van het lichaam het arbeidsvermogen der omgeving grooter worden. Dit is altijd het geval, zoo op het lichaam door zijn omgeving een drukking wordt uitgeoefend. Laat ons, om dit duidelijk te maken, een eenvoudig voorbeeld beschouwen. Wij stellen ons een cilindrisch lichaam voor, waarvan het grondvlak en het bovenvlak horizontaal zijn; het moge een doorsnede van d cm². en een hoogte van l cm. hebben. Is de barometerstand H cm., dan ondergaat de wand in elk punt een drukking per cm². van $p = H g s$ dynamen (s gram soortelijke massa kwik). Nemen wij eens voor een

oogenblik aan dat de geheele dampkring in rust is, dan is de drukking pd dynamen, welke de bovenwand ondervindt, gelijk aan het gewicht van de luchtkolom, die er boven staat. Wordt, door welken invloed ook, de lengte van den cilinder l' cm., dan wordt de luchtkolom die er boven staat, $l'-l$ cm. opgelicht. Deze wint hierbij aan arbeidsvermogen van plaats pd ($l'-l$) ergisten.

Men kan aantoonen dat in het algemeen, zoo een lichaam in elk der punten van zijn oppervlakte een drukking per cm^2 . van p dynamen ondervindt van zijn omgeving en het een volumevermeerdering van v cm^3 . ondergaat, deze omgeving pv ergisten aan arbeidsvermogen wint. Of dit gewonnen arbeidsvermogen arbeidsvermogen van plaats is dan wel arbeidsvermogen van beweging, hangt van de omstandigheden af. Omgekeerd als het lichaam een volumevermindering ondergaat van v cm^3 ., verliest de omgeving pv ergisten aan arbeidsvermogen.

Daar de volumeverandering bij vaste en vloeibare lichamen steeds klein is, is het deel der toegevoerde warmte, dat dient om het arbeidsvermogen der omgeving te vermeerderen, zeer gering. Bij gasvormige lichamen is de volumeverandering veel grooter, indien men hun spanning onveranderd laat; het deel der toegevoerde warmte, dat dient tot vermeerdering van het arbeidsvermogen der omgeving is hier vrij aanzienlijk. Verhindert men echter het gasvormige lichaam zich uit te zetten en blijft zijn volume dus constant, dan neemt ook het arbeidsvermogen der omgeving niet toe; dan is ook geen warmtetoevoer voor de vermeerdering van het arbeidsvermogen der omgeving noodig. Hieruit verklaart men het verschijnsel, dat er meer warmte noodig is om 1 gram lucht bij constante spanning 1 graad temperatuursverhooging te geven, dan er noodig is om 1 gram lucht bij constant volume 1 graad in temperatuur te doen stijgen. Omgekeerd, wanneer 1 gram lucht 1 graad in temperatuur daalt terwijl de spanning onveranderd blijft, zoo staat zij meer warmte af dan wanneer 1 gram lucht 1 graad temperatuursverlaging krijgt, terwijl het volume geen verandering ondergaat.

HOOFDSTUK IX.

VERANDERING VAN AGREGAATSTOESTAND.

123. **Smelten.** Wanneer van een vast lichaam de temperatuur hooger en hooger wordt, gaat het in 'het algemeen ten slotte in den vloeibaren staat over; men zegt dan dat het smelt.

Het blijkt dat een lichaam bij een bepaalde temperatuur begint te smelten, kenmerkend voor de stof waaruit het bestaat; deze temperatuur noemt men het smeltpunt der stof. De omstandigheden waaronder het lichaam gewoonlijk verkeert, zijn niet van invloed op het smeltpunt; alleen indien de drukking op de oppervlakte van het lichaam uitgeoefend, aanzienlijk grooter wordt, verandert het smeltpunt een weinig.

In de tweede plaats leert de ervaring, dat zoolang het lichaam bezig is te smelten en nog niet geheel in den vloeibaren staat is gekomen, zijn temperatuur onveranderd blijft, niettegenstaande men warmte toevoert. Alleen geldt dit niet voor vetten en voor stoffen als paraffin en stearinezuur; men kan dan ook voor deze het smeltpunt niet scherp bepalen.

Voor eenige stoffen vindt men het smeltpunt in het volgende lijstje:

Platina.....	1775	Selenium.....	217
Smeedijzer.....	1600	Zwavel.....	115
Nikkel.....	1450	Natrium.....	96
Staal.....	1370	Stearinezuur.....	± 70
Gietijzer.....	1075	Witte was.....	± 68
Koper.....	1054	Kalium.....	62
Goud.....	1045	Paraffin.....	± 54
Zilver.....	954	Phosphor.....	44
Antimonium.....	432	Boter.....	± 32
Zink.....	412	Olijfolie.....	5
Lood.....	326	Ijs.....	0
Bismuth.....	260	Bromium.....	— 7
Tin.....	230	Kwik.....	— 40

Intusschen is het niet gelukt lichamen van alle stoffen in den vloeibaren staat te brengen door verhooging van temperatuur. Zoo is men tot heden niet in staat geweest een stuk koolstof te smelten. Maar men heeft het recht aan te nemen, dat dit wel

mogelijk zou zijn, indien men een temperatuur kon verkrijgen die hoog genoeg was. De hoogste temperatuur die men tegenwoordig bereiken kan, verkrijgt men met behulp van op bijzondere wijze ingerichte ovens of met behulp van den electrischen stroom; zij is waarschijnlijk niet veel hooger dan 2500—3000°.

Voor andere lichamen is een andere reden aan te geven waarom zij niet vloeibaar kunnen worden, namelijk deze dat zij zich ontleiden, voordat de temperatuur bereikt is waarbij zij smelten. Dit is bijv. het geval met een stuk hout en met vele lichamen van organischen oorsprong.

De overgang van een lichaam uit den vasten in den vloeibaren staat bij temperatuursverhooging is te verklaren uit het grooter worden van de onderlinge afstanden tusschen de moleculen en de vermeerdering van de snelheid der moleculen. Bij een vast lichaam zijn de aantrekkende werkingen tusschen de moleculen onderling groot genoeg om haar in de gesloten banen te houden. Neemt intusschen de snelheid der moleculen toe, dan worden de krachten noodig om haar in dezelfde gesloten banen te houden grooter; zij gaan zich in banen van grooter afmetingen bewegen, waardoor tevens de aantrekkende werkingen tusschen de moleculen onderling afnemen. Zoo komt er een oogenblik, waarop de aantrekkende werkingen nog juist in staat zijn de moleculen in de gesloten banen te houden. Dan heeft het lichaam de temperatuur bereikt, die wij het smeltpunt genoemd hebben. Bij verderen toevoer van warmte verlaten de moleculen haar gesloten banen en er is een invloed van buiten noodig om ze bijeen te houden. In hun nieuwe banen bezitten de deeltjes een grooter arbeidsvermogen van plaats, dat zij verkregen hebben ten koste van de toegevoerde warmte. Heeft de warmtetoevoer langzaam plaats, en wordt de massa aanhoudend dooreengeroerd, dan ondergaat het translatorisch arbeidsvermogen van beweging der deeltjes geen verandering voordat het geheele lichaam gesmolten is. Mochten al enkele vloeistofdeeltjes een vermeerdering van arbeidsvermogen van beweging hebben verkregen, zoo staan zij deze af aan de omringende deeltjes, die nog in den vasten aggregaatstoestand verkeerden, waardoor deze laatste de noodige vermeerdering van arbeidsvermogen van plaats verkrijgen om in den vloeibaren aggregaatstoestand over te gaan. Heeft de toevoer van warmte snel plaats en wordt de massa niet dooreengeroerd, dan zullen de deeltjes van het vaste lichaam toch geen grooter translatorisch arbeidsvermogen van beweging kunnen krijgen zonder

in den vloeibaren aggregaatstoestand over te gaan; de temperatuur van het vaste lichaam blijft standvastig. Van de vloeistofdeeltjes echter zal dan wel het translatorisch arbeidsvermogen van beweging kunnen toenemen, en de reeds gevormde vloeistofmassa zal in temperatuur kunnen stijgen boven het smeltpunt.

124. Smeltingswarmte van een stof. Er is een bepaalde hoeveelheid warmte noodig om 1 gram van een stof uit den vasten in den vloeibaren staat te doen overgaan zonder temperatuursverhooging. Deze hoeveelheid warmte wordt de smeltingswarmte der stof genoemd.

Op de volgende wijze heeft Regnault de smeltingswarmte van ijs gevonden. Een stuk ijs van 0° werd met vloeipapier zorgvuldig afgedroogd en in een watercalorimeter van bekende temperatuur, stel t° , gebracht. Het stuk ijs nam warmte op en smolt, de calorimeter daalde in temperatuur. De gemeenschappelijke eindtemperatuur van den calorimeter en de gevormde watermassa was t'° . De massa van het gesmolten ijs werd gevonden door de vermeerdering in massa van den calorimeter te bepalen; stel deze q gram. De waterwaarde van den calorimeter was van te voren bepaald; stel deze W gram. De calorimeter was $t - t'$ graden in temperatuur gedaald en had dus $W(t - t')$ calorïën verloren. Het stuk ijs van 0° was in de eerste plaats geworden tot water van 0° ; was x calorïën de gezochte smeltingswarmte van ijs, zoo had het bij dezen overgang $q x$ calorïën opgenomen; vervolgens was het gevormde water van 0° tot t'° verwarmd; hiervoor was $q t'$ calorïën noodig. De totale hoeveelheid warmte, door het stuk ijs opgenomen, bedroeg dus $q(x + t')$ calorïën. Houdt men geen rekening met de warmte door den calorimeter aan de omgeving afgestaan of van de omgeving ontvangen, dan is

$$q(x + t') = W(t - t') \dots \dots \dots (1)$$

Houdt men wel rekening met den invloed der omgeving, zoo moet men wederom op de in § 119 uiteengezette wijze de temperatuur t_1° zoeken, die de calorimeter gehad zou hebben, indien hij geen warmte aan de omgeving afgestaan of van de omgeving opgenomen had, en dan in (1) de grootheid t' vervangen door t_1 . Regnault vond voor de smeltingswarmte van ijs 79,25 calorïën, Bunsen daarentegen 80,025 calorïën.

In de meeste gevallen gaat men op een eenigszins andere wijze te werk; men laat namelijk een vloeibaar lichaam in den

calorimeter vast worden en bepaalt de hoeveelheid warmte, die het hierbij aan den calorimeter afstaat. De hoeveelheid warmte, die 1 gram van een stof bij den overgang uit den vloeibaren tot den vasten staat zonder temperatuursverandering afgeeft, is gelijk aan de smeltingswarmte der stof. Men zorgt dat het vloeibare lichaam van een massa van q gram in den aanvang een temperatuur T° heeft, hooger dan het smeltpunt τ° , en brengt het in den calorimeter, die oorspronkelijk de temperatuur t° bezit, terwijl t aanzienlijk kleiner is dan τ . Het vloeibare lichaam koelt eerst af tot τ° , wordt dan vast en koelt verder nog af tot t'° , de gemeenschappelijke eindtemperatuur van den calorimeter en het lichaam. Is de soortelijke warmte der stof waaruit het lichaam bestaat, in den vloeibaren staat c caloriën, de soortelijke warmte dezer stof in den vasten staat c' caloriën en de gezochte smeltingswarmte x caloriën, dan heeft het vloeibare lichaam bij zijn afkoeling van T° tot τ° afgestaan $qc(T - \tau)$, bij het vast worden qx caloriën; bij het afkoelen van τ° tot t'° heeft het vastgeworden lichaam $q c'(\tau - t')$ caloriën afgegeven. Is de waterwaarde van den calorimeter W gram, en ziet men af van den invloed der omgeving, dan heeft men

$$qc(T - \tau) + qx + qc'(\tau - t') = W(t' - t) \dots \dots (2)$$

Hieruit kan men x berekenen, zoo c en c' bekend zijn. Zijn deze grootheden niet bekend, zoo doet men nog twee proeven. Bij de eerste dezer proeven brengt men een hoeveelheid q_1 gram der stof in vloeibaren staat van de temperatuur T_1° in den calorimeter met de waterwaarde W_1 gram en de aanvangstemperatuur t_1° . Is dan de eindtemperatuur $t_1'^\circ$, zoo is

$$q_1c(T_1 - \tau) + q_1x + q_1c'(\tau - t_1') = W_1(t_1' - t_1) \dots \dots (3)$$

Bij de tweede dezer proeven brengt men een hoeveelheid q_2 gram der stof in vloeibaren staat van een temperatuur T_2° in den calorimeter met de waterwaarde W_2 gram en de aanvangstemperatuur t_2° ; is dan de eindtemperatuur $t_2'^\circ$, zoo is

$$q_2c(T_2 - \tau) + q_2x + q_2c'(\tau - t_2') = W_2(t_2' - t_2) \dots \dots (4)$$

Uit de vergelijkingen (2), (3) en (4) kan men dan c , c' en x berekenen.

Op dergelijke wijze heeft Person de smeltingswarmte van verschillende stoffen bepaald; zijn uitkomsten voor eenige stoffen laten wij hier volgen.

Phosphor	5,034	Lood	5,369
Zwavel	9,368	Zink	28,13
Tin	14,251	Zilver	21,07
Bismuth	12,640	Kwik	2,83

Wanneer een lichaam van eenige stof zonder temperatuursverandering uit den vasten in den vloeibaren staat overgaat, wordt in den regel zijn volume grooter. Tot de stoffen, waarvan bekend is dat zij op dezen regel een uitzondering maken, behooren ijs, gietijzer, bismuth en zilver. Toch neemt het uitwendig arbeidsvermogen van plaats der moleculen toe, als zij uit den vasten in den vloeibaren aggregaatstoestand komen; hiertoe besluit men uit de warmte die er noodig is, om deze verandering te weeg te brengen. Hoe dit mogelijk is, niettegenstaande de onderlinge afstanden der moleculen kleiner worden, is tot heden niet verklaard.

De warmte die een lichaam opneemt, als het zonder temperatuursverhooging uit den vasten in den vloeibaren staat overgaat, dient tot vermeerdering van het arbeidsvermogen van plaats der moleculen, tot vermeerdering van het inwendig arbeidsvermogen der moleculen en tot vermeerdering van het arbeidsvermogen der omgeving van het lichaam. Dit laatste is alleen het geval, indien het lichaam een vergrooting van volume krijgt en van zijn omgeving een drukking ondergaat. Wordt het volume van het lichaam bij het smelten kleiner, zoo verliest de omgeving arbeidsvermogen. Doch daar de volumeverandering van een vast lichaam bij den overgang uit den vasten in den vloeibaren staat gering is, zal ook het bedrag van het arbeidsvermogen dat de omgeving wint of verliest, klein zijn.

125. Invloed van de drukking op het smeltpunt. Wanneer een vast lichaam onder een aanzienlijke drukking gebracht wordt, stijgt in den regel de temperatuur waarbij het smelt. Dit is het geval bij alle lichamen, welke bij smelting een grooter volume verkrijgen. Zoo toonde Bunsen aan dat bij een drukking per cm^2 . van 76 cm. kwik het smeltpunt van spermaceti $47,7^\circ$ was; bij een drukking per cm^2 . van 96×76 cm. kwik $49,7^\circ$; bij een drukking per cm^2 . van 156×76 cm. kwik $50,9^\circ$. Bij een stuk ijs, en in het algemeen bij de lichamen, die bij smelting een volumevermindering ondergaan, doet zich het tegenovergestelde voor. Wordt op een stuk ijs een aanzienlijke drukking uitgeoefend, dan smelt het bij een temperatuur beneden 0° . Het

duidelijkst blijkt dit uit een proef van Mousson. Mousson boorde in een prismatisch stuk staal een kanaal, dat aan het benedeneinde door een kegelvormige stop gesloten werd, welke door middel van een sterk aangeschroefd sluitstuk op haar plaats

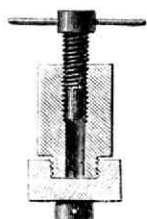


Fig. 140.

werd gehouden. Aan het bovineinde van het kanaal was in den wand een schroefdraad gesneden, waarin een schroef nauwsluitend op en neer geschroefd kon worden. Het kanaal werd bijna geheel gevuld met water en een stukje koper er in gebracht, dat natuurlijk zonk en op de stop bleef rusten. De schroef werd nu in het bovengedeelte van het kanaal gebracht en naar beneden geschroefd. De geheele toestel werd vervolgens geplaatst in een zoogenaamd koudmakend mengsel van ongeveer -20° ; gedurende geruimen tijd liet men den toestel in deze omgeving van lage temperatuur, zoodat men de zekerheid bezat, dat hij in zijn geheel een temperatuur van ongeveer -20° had verkregen. Het water was dan ijs geworden. Maar nu werd de schroef zoo sterk aangeschroefd als maar eenigszins mogelijk was en de toestel, terwijl hij voortdurend in het koudmakend mengsel bleef, onderste boven gekeerd. Schroefde men nu terug, dan bleek het dat het stukje koper door het kanaal heen gezakt was en op de schroef rustte. Het eerst gevormde ijs binnen het kanaal was dus vloeibaar geweest ten gevolge van de aanzienlijke drukking, en dat wel bij een temperatuur van ongeveer -20° ; het stukje koper had gelegenheid onder den invloed der zwaartekracht naar het andere einde van het kanaal te komen; bij het verminderen van de drukking door het terugdraaien van de schroef, werd het gevormde water weer tot ijs.

Intusschen is de daling van het smeltpunt van ijs, bij niet zeer groote vermeerdering van de drukking, klein. Thomson vond dat onder een drukking per cm^2 . van 8×76 cm. kwik het smeltpunt van ijs $-0,0575^{\circ}$ was; onder een drukking per cm^2 . van $16,8 \times 76$ cm. kwik $-0,1287^{\circ}$.

Niettenstaande een niet zeer groote vermeerdering van de drukking slechts een geringe verlaging van het smeltpunt van ijs met zich brengt, moet men in deze geringe verlaging toch de verklaring zoeken van verschillende merkwaardige verschijnselen. Wanneer men twee stukken ijs tegen elkander drukt en weder loslaat, blijkt het dat zij aan elkander vast gevoren zijn. Door de betrekkelijk geringe drukking is een dunne waterlaag tusschen

de stukken ijs gevormd, die bij vermindering der drukking vast wordt en de stukken verbindt. Wordt een zwaar voorwerp op een stuk ijs gelegd, zoo zinkt het langzamerhand door het stuk ijs heen. Men kan zelfs een stuk ijs een bepaalde gedaante geven alsof het kneedbaar ware. Zoo heeft Tyndall houten vormen vervaardigd, waarin hij kleine stukken ijs bracht. Door de vormen aan sterke drukking te onderwerpen kon hij stukken ijs maken, welke de gedaante hadden van een bolvormige schil, van een lens, enz.

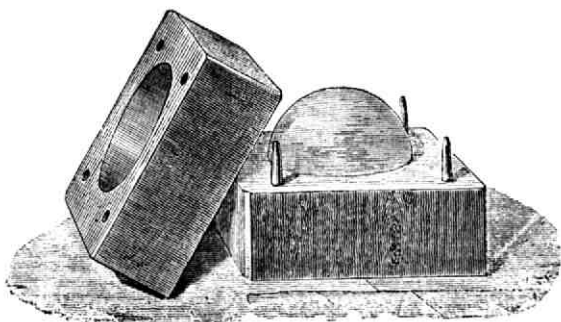


Fig. 141.

126. **Oplossen.** Men kan een vast lichaam soms nog op andere wijze als door middel van warmtetoevoer, in den vloeibaren staat brengen, namelijk door oplossing. Brengt men een stuk salpeter in water, dan wordt het vloeibaar; men zegt dat het in het water wordt opgelost. Een bepaalde hoeveelheid water kan intusschen slechts een bepaalde hoeveelheid salpeter oplossen; deze hoeveelheid is afhankelijk van de temperatuur en neemt met de temperatuur toe. Brengt men in een hoeveelheid water meer salpeter dan er in opgelost kan worden, dan blijft een deel in den vasten staat. Bij de oplossing winnen de salpeterdeeltjes arbeidsvermogen van plaats. Voert men geen warmte toe, zoo moet dit arbeidsvermogen geleverd worden door de vloeistofmassa zelve; deze daalt in temperatuur. Een deel van het translatorisch arbeidsvermogen van beweging der vloeistofmoleculen wordt in arbeidsvermogen van plaats omgezet. Op dit verschijnsel berust het verkrijgen van koudmakende mengsels. De oplossing van salpeter kan een watermassa niet veel in temperatuur doen dalen. Brengt men echter in 5 deelen zoutzuur 8 deelen zwavelzure soda of glauberzout, dan krijgt men een mengsel, dat soms van 15° tot -16° daalt. Een iets minder lage temperatuur wordt bereikt, als men een hoeveelheid salpeterzure ammonia in een gelijke hoeveelheid water zich laat oplossen. Bij de vorming van

zulke mengsels treden dikwijls scheikundige werkingen op, die, terwijl door het vloeibaar worden van een of meer der bestanddeelen arbeidsvermogen van plaats te voorschijn geroepen wordt, aan den anderen kant wederom arbeidsvermogen van plaats doen verdwijnen. Voegt men aan 1 deel zwavelzuur 5 deelen sneeuw toe, dan krijgt men een vrij lage temperatuur. Voegt men daarentegen aan 5 deelen zwavelzuur 1 deel sneeuw toe, dan krijgt men verhooging van temperatuur. In beide gevallen smelt de sneeuw; maar het gevormde water gaat een scheikundige verbinding aan met het zwavelzuur. In het eerste geval is de vermeerdering van het arbeidsvermogen van plaats tengevolge van het vloeibaar worden van de sneeuw, grooter dan de vermindering van het arbeidsvermogen van plaats ten gevolge van de scheikundige werking; in het tweede geval heeft men het tegenovergestelde.

Soms gebeurt het, dat wanneer twee vaste lichamen bij elkander gebracht worden, beide smelten. Dit geschiedt als men sneeuw en keukenzout vermengt; men krijgt hierdoor een mengsel, dat van 15° tot -20° in temperatuur kan dalen, zoo men 2 deelen sneeuw en 1 deel keukenzout neemt. Vermengt men 4 deelen chloorcalcium met 3 deelen sneeuw, zoo is een temperatuur van -50° te bereiken.

127. Stollen. Wanneer aan een vloeibaar lichaam warmte onttrokken wordt, zoodat zijn temperatuur voortdurend daalt, dan komt er een oogenblik, waarop een deel ervan in den vasten staat overgaat. Men zegt dan dat het vloeibare lichaam stolt of bevriest. In den regel begint bij onttrekking van warmte elk vloeibaar lichaam te stollen, zoodra een bepaalde temperatuur bereikt is, eigenaardig voor de stof waaruit het vloeibare lichaam bestaat. Deze temperatuur, die men de stollingstemperatuur of het vriespunt der stof noemt, valt samen met het smeltpunt der stof; zij is, even als het smeltpunt, eenigszins afhankelijk van de drukking, die op het vloeibare lichaam wordt uitgeoefend. Zoolang nog niet het geheele lichaam in den vasten staat is overgegaan, blijft zijn temperatuur onveranderd, hoeveel warmte er ook aan onttrokken wordt. Het onttrokken arbeidsvermogen wordt hier geleverd door de vermindering, die het uitwendig arbeidsvermogen van plaats der moleculen ondergaat, en door de vermindering van het inwendig arbeidsvermogen der moleculen. Zoo het lichaam bij het stollen een vermindering van volume ondervindt, wat in den regel het geval is, wordt ook nog een

deel van het onttrokken arbeidsvermogen door de omgeving geleverd. Indien daarentegen het lichaam bij stolling zich uitzet, moet een deel van het verloren arbeidsvermogen der moleculen dienen tot het vermeerderen van het arbeidsvermogen der omgeving.

De hoeveelheid warmte, die aan 1 gram van een stof onttrokken moet worden, om zonder temperatuursverandering den overgang uit den vloeibaren in den vasten toestand te verkrijgen, is gelijk aan de smeltingswarmte der stof.

Sedert enkele jaren is het eerst gelukt sommige vloeistoffen in den vasten staat te doen overgaan, die vroeger aan de laagst bereikbare temperaturen weerstand boden. Onder deze behooren alcohol en zwavelkoolstof; volgens Wroblewski en Olzewski bevriest alcohol bij $-130^{\circ},5$ en zwavelkoolstof bij -116° .

De lichamen, die bij den overgang uit den vasten in den vloeibaren staat een volumevermeerdering ondergaan, krimpen bij stolling in. En omgekeerd, de lichamen, die bij smelting een kleiner volume krijgen, zetten zich bij stolling uit. Zoo zal een hoeveelheid water die bevriest, een grooter volume verkrijgen. Een zeer aanzienlijke drukking zou op de watermassa uitgeoefend moeten worden om deze volumevermeerdering te verhinderen. Hieruit is het te verklaren, dat zelfs een zeer stevig vat, zoo het met water van 0° gevuld wordt en dan gesloten, springt indien het water bevriest. Ook een open vat, bijv. een karaf, kan op deze wijze springen, indien eerst aan de open zijde zich een ijslaag vormt, die de uitzetting van de overige watermassa belemmert.

De soortelijke massa van ijs is kleiner dan die van water. Een stuk ijs drijft dan ook in water. Dit brengt met zich, dat als des winters op een rivier een ijskorst ontstaat, deze aan de oppervlakte blijft. Deze ijskorst beschermt eenigszins de lager gelegen lagen tegen afkoeling en verhindert dat de geheele onderliggende watermassa vast wordt.

Ook een hoeveelheid vloeibaar gietijzer zet zich bij stolling uit. Hierdoor is gietijzer bijzonder geschikt tot het gieten van voorwerpen. Brengt men een vloeibare ijzermassa in den vorm, dan zal bij het stollen ook de kleinste holte van den vorm gevuld worden tengevolge van de uitzetting der ijzermassa.

Onder gewone omstandigheden begint een watermassa, waaraan warmte onttrokken wordt, te bevrozen bij 0° . Maar als men zekere voorzorgen neemt, kan men een watermassa afkoelen beneden 0° en zelfs tot -20° , zonder dat zij vast wordt. Dit is

mogelijk, in de eerste plaats als de warmteonttrekking langzaam plaats heeft en de vloeistofmassa uiterst rustig gehouden wordt, zoodat zij niet aan den geringsten schok onderhevig is; de geringste schok doet dan het bevrozen intreden. Zoo gebeurt het dat men des winters water, waarin zich nog geen ijs bevindt, bij het uitgieten uit een kan plotseling voor een deel ijs ziet worden. In de tweede plaats kan men het verschijnsel verkrijgen door water in een zeer nauwe buis af te koelen.

Indien echter het stollen intreedt, zoo stijgt plotseling de temperatuur en wordt 0° ; er vormt zich dan namelijk zooveel ijs, dat door het arbeidsvermogen van plaats, hetwelk hierbij verloren gaat, de watermassa met het gevormde ijs tot 0° stijgt. Niettegenstaande water beneden 0° in den vloeistofstaat kan verkeerden, heeft dus toch de stollingstemperatuur een bepaalde beteekenis; zij is de temperatuur, die een watermassa heeft, zoodra het bevrozen intreedt.

Het beschreven verschijnsel, dat men wel het verschijnsel van oversmelting noemt, doet zich niet alleen bij water voor. Ook bij andere stoffen heeft men het teruggevonden.

Een vloeibaar lichaam kan op andere wijze dan door stolling in den vasten toestand overgaan, namelijk door kristallisatie. In de vorige paragraaf is reeds opgemerkt, dat een bepaalde hoeveelheid water slechts een bepaalde hoeveelheid van een stof, bijv. zwavelzure soda, in oplossing kan houden, en dat deze hoeveelheid afhankelijk is van de temperatuur. Lost men nu in een hoeveelheid water bij de temperatuur van 80° zooveel zwavelzure soda op als mogelijk is, en heeft men dus een zoogenaamde verzadigde oplossing bij 80° , dan zal bij afkoeling bijv. tot 15° , een deel van de zwavelzure soda vast worden en kristalliseeren. Er blijft dan nog zooveel zwavelzure soda in oplossing, dat de oplossing bij 15° verzadigd is. Maar als men de oplossing van 80° onder afsluiting der buitenlucht afkoelt, dan is het mogelijk dat niet dadelijk een deel der zwavelzure soda vast wordt. Zelfs bij 15° kan nog al de zwavelzure soda in oplossing zijn; men heeft dan een oververzadigde oplossing. Laat men de buitenlucht toe, dan treedt plotseling de kristallisatie in, terwijl tegelijk de temperatuur stijgt, tengevolge van het arbeidsvermogen van plaats, dat bij het vast worden van een deel der zwavelzure soda verloren gaat.

Een oververzadigde oplossing bezit eenige overeenkomst met een vloeistofmassa in den toestand van oversmelting.

128. Verdamping. Maximum-spanning van dampen. Meermalen is reeds gezegd, dat de aantrekkende werkingen tusschen de deeltjes van een vloeibaar lichaam onderling niet groot genoeg zijn om hen bijeen te houden. Een invloed van buiten is hiertoe noodig; in de meeste gevallen worden de moleculen van een vloeibaar lichaam bijeengehouden door den invloed van de buitenlucht.

Brengt men een weinig vloeistof in het zoogenaamd Torricellisch luchtledig, dan zullen de deeltjes uiteengaan; de vloeistof-massa verdampt.

Om dit te doen zien kan men gebruik maken van een diepen bak met kwik MN , van boven eenigszins verwijld. Hierin brengt men twee glazen buizen, een kortere en een langere. Beide buizen zijn gevuld met kwik alsof men haar als barometer wilde gebruiken. De korte buis dient dan ook alleen als barometer; wij zullen haar de barometerbuis noemen. De langere buis ab wordt zoodanig geplaatst, dat zij in het diepe gedeelte van den bak MN op en neer bewogen kan worden. Is de buis ab niet te ver naar beneden gedrukt, zoo zijn de kwikspiegels in de barometerbuis en in de buis ab in hetzelfde horizontale vlak gelegen. Brengt men nu onder in de buis ab door middel van een omgebogen pipet een etherdruppel, zoo stijgt deze op, omdat de soortelijke massa van ether kleiner is dan die van kwik. Men ziet echter geen etherlaagje den kwikspiegel in ab bedekken; maar de spiegel in ab daalt beneden den spiegel in de barometerbuis. De etherdeeltjes gaan in de ruimte der buis ab boven den kwikspiegel uiteen; zij stooten tegen den kwikspiegel en oefenen hierdoor op dezen een drukking uit. De gevormde etherdamp heeft een spanning, die men kan bepalen door den

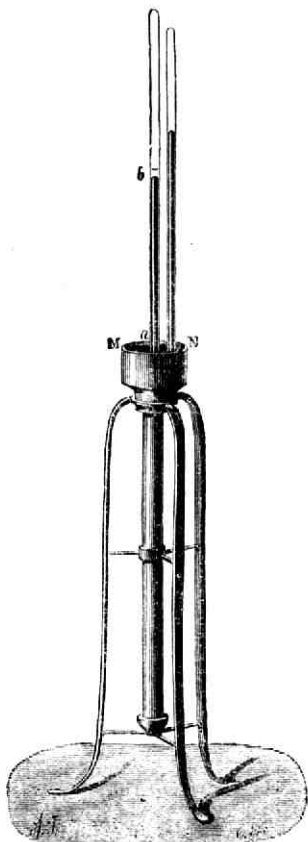


Fig. 142.

verticalen afstand der kwikspiegels in de buis *ab* en in de barometerbuis te meten.

Voert men een tweeden etherdruppel in de buis *ab*, zoo verdampst ook deze, en de kwikspiegel daalt nog verder. De spanning van den in de buis *ab* aanwezigen damp is grooter geworden. Maar gaat men voort met het toevoeren van etherdruppels, dan vertoont zich spoedig een vloeistofslagje op den kwikspiegel. Zoodra namelijk de etherdamp een zekere spanning heeft bereikt, zal de drukking welke deze dampmassa uitoefent, groot genoeg zijn om de deeltjes van de nieuw aankomende etherdruppels bijeen te houden. Hoeveel ether men nu nog binnen de buis brengt, men is niet meer in staat de spanning van den etherdamp te doen toenemen, als de temperatuur onveranderd blijft. De aanwezige etherdamp heeft dan de grootste spanning, welke etherdamp bij die temperatuur kan verkrijgen; deze spanning noemt men de maximum-spanning van etherdamp bij die temperatuur.

Etherdamp, die zijn maximum-spanning heeft, noemt men verzadigden etherdamp. Heeft de etherdamp een spanning kleiner dan zijn maximum-spanning, zoo noemt men hem niet-verzadigd.

Wat van etherdamp geldt, geldt van den damp van alle vloeistoffen. Zoo zal ook in het Torricellisch luchtledig kwikdamp aanwezig zijn, die door zijn drukking de deeltjes van het vloeibare kwik bijeenhoudt. Maar bij gewone temperaturen is de maximum-spanning van kwikdamp zoo gering, dat men er geen rekening mede te houden heeft.

129. Niet-verzadigde dampen. Laat ons aannemen dat de buis *ab* van den toestel afgebeeld in figuur 142 verdeeld is in deelen van denzelfden inhoud, en dat er zoo weinig ether in gebracht is, dat de ruimte boven den kwikspiegel onverzadigden etherdamp bevat. Door de buis op of neer te bewegen, kan men het volume van deze dampmassa grooter of kleiner maken; meet men dan telkens de spanning, dan kan men onderzoeken of de wet van Boyle geldt. Men heeft nu gevonden dat de verschillende onverzadigde dampen wel afwijkingen van de wet van Boyle vertoonen, maar haar toch nagenoeg volgen; deze afwijkingen zijn des te kleiner naarmate de spanning van den damp kleiner is in vergelijking met zijn maximum-spanning bij de bestaande temperatuur.

Verder heeft men ook den uitzettingscoëfficiënt der onverzadigde dampen bepaald; men vond dat voor onverzadigde dampen ten naastenbij de wet van Gay-Lussac geldt; de verschillende dampen hebben uitzettingscoëfficiënten, die in den regel niet veel van $\frac{1}{273}$ verschillen.

Houdt men in het oog dat ook de gassen afwijkingen vertoonen zoowel van de wet van Boyle als van die van Gay-Lussac, dan doet zich de vraag voor of er een kenmerkend onderscheid bestaat tusschen een dampvormig en een gasvormig lichaam. De deeltjes van een dampvormig lichaam bewegen zich in niet-gesloten banen evenals die van een gasvormig lichaam; wel is waar zijn de afwijkingen van de wetten van Boyle en Gay-Lussac voor dampen grooter dan voor gassen; maar dit kan het gevolg wezen van de grootere aantrekkende werkingen tusschen de dampdeeltjes onderling, en behoeft dus alleen een verschil in graad te zijn. Bovendien zijn alle gasvormige lichamen, zooals wij spoedig zullen bespreken, in den vloeistofstaat te brengen en kunnen dus als dampvormige lichamen beschouwd worden. Dit alles te zamen zou het recht geven tot de meening, dat gasvormige en dampvormige lichamen niet van elkander zijn te onderscheiden. Toch zullen wij zien, dat men tusschen deze beide een grenslijn kan trekken.

130. Verzadigde dampen. Indien zich op den kwikspiegel in de buis *ab* van figuur 142 een etherlaagje bevindt, dan is de etherdamp in de ruimte daarboven verzadigd. Tracht men de spanning van den etherdamp grooter te maken door de buis *ab* dieper in den kwikbak *MN* te drukken, zoodat het volume van den aanwezigen etherdamp kleiner wordt, dan blijkt het dat een deel van den etherdamp vloeibaar wordt; het etherlaagje boven den kwikspiegel wordt dikker, maar de spanning van den overblijvenden etherdamp blijft even groot. Tracht men omgekeerd de spanning van den etherdamp kleiner te maken door de buis *ab* uit den kwikbak te trekken en dus het volume van den etherdamp te vergrooten, zoo ziet men dat een deel van den vloeibaren ether in damp overgaat, zoodat wederom de etherdamp dezelfde spanning behoudt. Eerst als al de ether in damp is overgegaan, kan men door vergrooting van het volume de spanning doen afnemen; maar dan is de etherdamp niet meer verzadigd. Voor de verzadigde dampen geldt dus de wet van Boyle niet. De spanning van verzadigde etherdamp, en dus zijn maximum-spanning,

heeft steeds zoodanige grootte, dat de damp door de drukking die hij uitoefent, juist in staat is bij de bestaande temperatuur de vloeistofdeeltjes bijeen te houden. Wordt de spanning van den damp iets kleiner, zoodat de drukking niet groot genoeg is om de vloeistofmoleculen bijeen te houden, zoo gaat een deel der vloeistof in damp over. Wordt de spanning van den damp iets grooter, zoo gaat een deel van de dampmassa in den vloeistofstaat over.

Onderzoekt men in de tweede plaats of voor verzadigde dampen de wet van Gay-Lussac geldt, dan blijkt dit niet het geval te zijn; de vermeerdering van de spanning is niet evenredig met de temperatuursverhoging. Bij elke temperatuur heeft de maximum-spanning van etherdamp een bepaalde waarde; maar deze

waarde neemt met de temperatuur snel toe. Bij verhoging van de temperatuur wordt de snelheid der moleculen grooter; haar onderlinge afstanden nemen toe, en de aantrekkende werkingen tusschen de moleculen onderling worden dus kleiner. De drukking noodig om de vloeistofdeeltjes bijeen te houden, wordt daarom ook grooter, en hiermede de maximum-spanning van den damp.

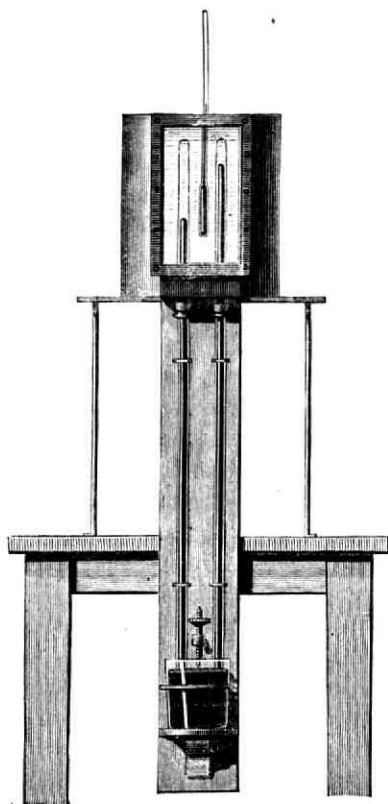


Fig. 143.

131. Bepaling van de maximum-spanning van waterdamp. Bijzonder belangrijk is de kennis van de maximum-spanning van waterdamp bij de verschillende temperaturen. Voor temperaturen niet hooger dan 50° heeft Regnault haar bepaald door middel van den toestel, afgebeeld in figuur 143, welke een gewijzigde vorm was van een toestel van Dalton. Twee barometers zijn naast elkander

in een bak met kwik geplaatst; de buizen gaan door den bodem van een blikken bak, welke het bovenste gedeelte van de beide buizen omgeeft. Een der zijwanden van dezen bak wordt gevormd door een stuk spiegelglas, hetgeen veroorlooft de kwikspiegels binnen den bak waar te nemen. De blikken bak bevat water, dat door alcoholampes onder den bodem van den bak verwarmd kan worden; een thermometer stelt in staat de temperatuur ervan te bepalen. In den eenen barometer wordt een weinig water gebracht, zooveel dat steeds een waterlaagje den spiegel bedekt. Men zou er anders niet verzekerd van wezen, dat de waterdamp zijn maximum-spanning had. Achtereenvolgens wordt nu het water in den bak door middel van de lampen verwarmd tot verschillende temperaturen; telkens als ongeveer de temperatuur bereikt is, waarbij men een bepaling wenscht te doen, wordt de watermassa omgeroerd, de aanwijzing van den thermometer afgelezen, en de verticale afstand gemeten der kwikspiegels in de buis met waterdamp en in de barometerbuis. Bij nauwkeurige waarnemingen meet men ook de hoogte van het waterkolommetje boven den kwikspiegel. Is de temperatuur van het waterbad t° , de verticale afstand der kwikspiegels h cm., de hoogte van het waterkolommetje h' cm., de soortelijke massa van water bij t° s' gram, die van kwik bij 0° s gram en de uitzettingscoëfficiënt van kwik α , dan is de maximum-spanning bij t° van waterdamp p cm. kwik, als

$$p = \frac{h}{1 + \alpha t} - h' \frac{s'}{s} \dots \dots \dots (1)$$

Intusschen wanneer men in een barometer eenig water brengt, loopt men gevaar dat ook lucht mede naar binnen dringt. Daarom heeft Regnault nog een kleine wijziging aangebracht. De buis, waarin water verdampen zal, is oorspronkelijk van boven open en staat in den bak met kwik; dit boveneinde wordt verbonden met den eenen arm van een T-vormige buis; de tweede arm voert naar de luchtpomp, de derde arm naar een glazen ballon, waarin men te voren een dichtgesmolten klein glazen bolletje gebracht heeft, dat geheel gevuld is met water en waarvan de glaswand dun is. Herhaalde malen wordt nu de lucht uit den ballon en de buis weggepompt, waarbij natuurlijk telkens de kwikspiegel in de buis stijgt, en herhaaldelijk wordt droge lucht toegelaten. Wanneer men mag aannemen dat geen waterdamp meer in de afgesloten ruimte gevonden wordt, pompt men voor de laatste

maal de lucht zooveel als mogelijk is uit, en smelt den arm van het T-vormig stuk, die den ballon met de luchtpomp verbindt, dicht. Er bevindt zich in den ballon en in de buis boven den kwikspiegel nog eenige lucht, maar geen waterdamp. Men brengt in den blikken bak smeltend ijs en bepaalt de spanning van deze lucht bij 0° . Daarna wordt de ballon op de plaats, waar het glazen bolletje met water ligt, verwarmd. Hierdoor springt het glazen bolletje en een deel van het water verdampst. Bij elk der verschillende temperaturen, die men achtereenvolgens aan het waterbad geeft, bepaalt men de spanning van het mengsel van waterdamp en lucht, trekt hiervan af de spanning, welke de lucht alleen zou hebben, en vindt aldus de gezochte maximum-spanning van waterdamp bij de bestaande temperatuur.

Deze inrichting stelt in staat de maximum-spanning van waterdamp ook bij lage temperaturen te bepalen. Hiertoe heeft men den glazen ballon te omgeven met ijs of met een koudmakend mengsel. Indien de verschillende deelen van den wand van een vat, waarin zich waterdamp bevindt, verschillende temperaturen hebben, zoo zal alleen dan evenwicht bestaan, indien de spanning van den waterdamp de maximum-spanning is bij de laagste temperatuur, die eenig deel van den wand heeft. Laat ons aannemen dat A en B twee vaten zijn, die door een buis met elkander in gemeenschap staan en alleen water en waterdamp bevatten; laat A evenals de verbindingsbuis op de temperatuur t° gehouden worden en B op de temperatuur t'° , terwijl $t' < t$; laat eindelijk p cm. kwik de maximum-spanning van waterdamp zijn bij t° , en p' cm. kwik die bij t'° . In het vat A kunnen de waterdeeltjes niet bijeenblijven, tenzij de aanwezige waterdamp een spanning van p cm. kwik heeft; in het vat B kan geen waterdamp bestaan, die een spanning heeft groter dan p' cm. kwik; eindelijk is er geen evenwicht mogelijk, tenzij de spanning van den waterdamp in de vaten A en B dezelfde is. Stel dat in het vat A zooveel water verdampst, dat gedurende een oogenblik de spanning van den waterdamp p cm. kwik is, en dat de spanning van den damp in B p' cm. kwik bedraagt, dan begeeft zich damp uit het vat A naar het vat B . De spanning van den damp in B wordt groter dan p' cm. kwik; een deel van dezen damp gaat dus in den vloeistofstaat over of condenseert zich, zooals men het noemt. De spanning van den damp in A wordt kleiner dan p cm. kwik; de waterdeeltjes in A kunnen niet bijeenblijven; een deel van de watermassa in A verdampst.

De spanning van den damp in *B* wordt wederom grooter dan p' cm. kwik, en een deel van den damp condenseert zich weder. Dit gaat zoo voort, totdat al het water in *A* verdampt is en overgegaan in *B*. Men zegt dat het water uit *A* naar *B* is overgehaald of gedistilleerd. Ten slotte zal de evenwichtstoestand bereikt zijn, indien de overblijvende damp in *A* en in *B* overal dezelfde spanning heeft, en wel de maximum-spanning bij de temperatuur van *B*.

Om dus de maximum-spanning van waterdamp te bepalen bijv. bij 0° , heeft men den ballon van den Regnaultschen toestel slechts in smeltend ijs te brengen. Niettegenstaande de temperatuur boven den kwikspiegel in de buis misschien veel hoger is, krijgt ten slotte de waterdamp een spanning gelijk aan de maximum-spanning bij 0° . Evenzoo kan men den ballon brengen in een omgeving van een temperatuur van -10° , -20° enz. en de maximum-spanning van waterdamp bij die temperaturen bepalen. Want ook bij -10° kan waterdamp bestaan, doch alleen damp van kleine spanning; wordt de spanning grooter, dan zal een deel van den damp zich condenseeren en terstond in den vasten toestand overgaan.

Het is gemakkelijk in te zien, dat de beschreven methode ook gebruikt kan worden voor de bepaling van de maximum-spanning van dampen van andere stoffen. Doch betrouwbaar is de methode alleen, indien de maximum-spanning niet te groot is, omdat anders de blikken bak met water te groote hoogte moet hebben; dan is men niet zeker dat de temperatuur er binnen overal dezelfde is.

Voor het bepalen van de maximum-spanning van waterdamp bij temperaturen hooger dan 50° , heeft Regnault van een geheel andere inrichting gebruik gemaakt. Voordat wij deze kunnen beschrijven, moeten wij het een en ander over het koken van vloeibare lichamen zeggen.

132. Koken. Wanneer een open bak met water gedurende geruimen tijd blijft staan, neemt men waar dat de hoeveelheid water vermindert. Niettegenstaande de drukking van de buitenlucht meer dan voldoende is om het grootste deel der moleculen bijeen te houden, ontsnappen toch telkens enkele waterdeeltjes, die op hun weg geen luchtdeeltjes in de onmiddellijke nabijheid van de vloeistofoppervlakte ontmoeten. Geen drukking door de lucht uitgeoefend, hoe groot ook, is in staat deze verdamping

aan de oppervlakte geheel te doen ophouden. Alleen als boven de wateroppervlakte waterdamp gevonden wordt van de maximumspanning bij de bestaande temperatuur, vermindert de vloeistofmassa niet. Ook dan zullen wel waterdeeltjes ontsnappen uit de vloeistofmassa, maar hiertegenover staat, dat dan ook deeltjes uit de dampmassa binnen de vloeistofmassa opgenomen worden.

Wordt het water verwarmd en dus zijn temperatuur hooger, dan neemt de verdamping aan de oppervlakte toe; men ziet dan boven den waterspiegel een nevel, die dikwijls waterdamp genoemd wordt, maar geen waterdamp is; waterdamp is voor ons onzichtbaar. Maar de waterdamp die de vloeistofmassa verlaat, komt in een omgeving van lagere temperatuur en verdicht zich voor een deel tot kleine waterbolletjes; deze waterbolletjes kunnen geruimen tijd in de lucht zweven en vormen een nevel zoo hun aantal groot genoeg is.

Bij voortgezette verhooging van temperatuur treedt eindelijk koking in. Niet alleen ontsnappen dan deeltjes aan de oppervlakte, maar in het benedenste gedeelte der vloeistofmassa vormen zich dampbellen, welke opstijgen en de oppervlakte bereiken. Aan dit koken gaat een periode vooraf, waarin het water raast. Dan vormen zich dampbellen in de nabijheid van het gedeelte van den wand dat verhit wordt, maar voordat zij bij het opstijgen de oppervlakte bereikt hebben, hebben zij zich weder gecondenseerd.

Geheel overeenkomstige verschijnselen vertoonen andere vloeibare lichamen, waaraan voortdurend warmte toegevoegd wordt. Het blijkt, dat bij een vloeibaar lichaam koking intreedt, zoodra het een zekere temperatuur heeft bereikt en men voortgaat met het toevoeren van warmte. Deze temperatuur, of liever de temperatuur van den damp der kokende vloeistofmassa, hangt af van den aard der stof, waaruit het vloeibare lichaam bestaat, en van de drukking, die op den spiegel wordt uitgeoefend; zij wordt het kookpunt der vloeistof genoemd bij de bestaande drukking. Zoo is het kookpunt van water bij een drukking per cm^2 . van 76 cm. kwik 100° . Spreekt men alleen van het kookpunt eener vloeistof zonder vermelding van de drukking, waaronder de vloeistofspiegel staat, dan bedoelt men hiermede altijd het kookpunt bij een drukking per cm^2 . van 76 cm. kwik. Wordt de drukking op den spiegel kleiner, zoo daalt het kookpunt; wordt zij grooter, dan stijgt het.

In de tweede plaats vindt men, dat als de drukking op den vloeistofspiegel onveranderd blijft en het koken is ingetreden, de

waterdamp geleverd wordt. Men koelt namelijk een deel van den glaswand af door een natten doek er op te leggen of door water over de kolf te gieten. Een deel van den waterdamp binnen de kolf condenseert zich; de drukking op den vloeistofspiegel uitgeoefend wordt kleiner, en men ziet een zelfs zeer hevig koken intreden.

De verklaring van het koken van een vloeibaar lichaam moet hierin gezocht worden, dat bij verhooging van temperatuur de drukking, noodig om de vloeistofmoleculen bijeen te houden, grooter wordt. Heeft men een open bak met water van 20° en is de spanning der buitenlucht 76 cm. kwik, zoo is de drukking door de lucht uitgeoefend, meer dan voldoende om de waterdeeltjes bijeen te houden.

Maar wordt de temperatuur van het water hooger en hooger, zoo komt er een oogenblik, waarop in sommige lagen de bestaande drukking niet groot genoeg meer is. Dan gaan de waterdeeltjes daar ter plaatse dampbellen vormen. Gewoonlijk wordt een vat met vloeistof van onderen verwarmd; het rechtstreeks verwarmd wordende deel van den wand heeft een hoogere temperatuur dan de andere deelen. Dit maakt dat de vloeistofslaag, met dit deel van den wand in aanraking, een iets hoogere temperatuur heeft dan de overige lagen. Zoodra deze temperatuur zoo hoog is, dat de drukking uitgeoefend door de buitenlucht, vermeerderd met de drukking der bovenstaande vloeistofkolom, niet meer in staat is de moleculen bijeen te houden, vormt zich daar een dampbel, die vervolgens opstijgt. De opstijgende dampbel komt echter te midden van de hooger gelegen lagen, welke geringere temperatuur hebben; zij koelt af tot de temperatuur, waarbij de moleculen onder de bestaande drukking bijeen gehouden kunnen worden; zij condenseert zich en bereikt de vloeistofoppervlakte niet; de vloeistofmassa raast. Bij het condenseeren wordt arbeidsvermogen van plaats omgezet in arbeidsvermogen van beweging, en hierdoor wordt de temperatuursverhooging van de hoogere lagen bevorderd. Eindelijk is de temperatuur zelfs van de bovenste lagen zoo hoog, dat de dampbel althans niet geheel zich condenseert en de vloeistofoppervlakte verlaat. Dit zal gebeuren als de temperatuur van de bovenste lagen zoodanig is, dat de drukking, welke de spiegel ondervindt, juist groot genoeg is om de deeltjes bijeen te houden. Was toch deze drukking niet groot genoeg, dan zouden de vloeistofdeeltjes in groote getallen in den dampvormigen staat overgaan. Was deze drukking grooter, dan zou de dampbel, die geacht kan

worden dezelfde temperatuur te hebben als de vloeistoflaag waarvoor zij heen gegaan is, onder een drukking gestaan hebben grooter dan de drukking, noodig om de deeltjes bijeen te houden, en dan zou zij verdicht zijn geworden. De temperatuur van den damp, die in dampbellen de vloeistofmassa verlaat, is de temperatuur, welke wij het kookpunt der vloeistof bij de bestaande drukking hebben genoemd; zij is de temperatuur, waarbij de drukking door den vloeistofspiegel ondervonden juist groot genoeg is om de deeltjes bijeen te doen blijven.

In § 130 hebben wij opgemerkt dat de maximum-spanning van een damp bij een bepaalde temperatuur de spanning is van den damp, die door zijn drukking de vloeistofdeeltjes bij deze temperatuur juist bijeen kan houden. Hieruit volgt, dat als onder een drukking per cm^2 . van p cm. kwik het kookpunt van een vloeistof t° is, de maximum-spanning van den damp bij t° ook p cm. kwik bedraagt. Indien dus water onder een drukking per cm^2 . van 76 cm. kwik een kookpunt heeft van 100° , dan is de maximum-spanning van waterdamp bij 100° ook 76 cm. kwik. Indien water onder een drukking per cm^2 . van 35,5 cm. kwik een kookpunt heeft van 80° , dan is bij 80° de maximum-spanning van waterdamp 35,5 cm. kwik. Om dus de maximum-spanning van den damp eener vloeistof bij t° te kennen, heeft men slechts te onderzoeken onder welke drukking per cm^2 . het kookpunt van deze vloeistof t° is. Hierop berust de methode van Regnault, die wij in de volgende paragraaf gaan bespreken.

Eerst nog eenige opmerkingen omtrent het koken. Heeft men een zeer diep open vat gevuld bijv. met water, dan is in de onderste lagen de drukking merkbaar grooter dan in de bovenste lagen. Opdat zich in de onderste lagen een dampbel vorme, moeten zij een temperatuur hebben hooger dan die, waarbij reeds in de bovenste lagen een dampbel zou ontstaan. Wordt nu de bodem van het vat verhit, dan treedt in de benedenste lagen de dampvorming in, maar bij een temperatuur hooger dan die, welke wij het kookpunt der vloeistof onder de bestaande drukking der buitenlucht genoemd hebben. Op zijn weg door de vloeistofmassa koelt deze dampbel af; als zij aan de oppervlakte gekomen is, is haar temperatuur juist het kookpunt geworden. Plaatst men thermometers op verschillende diepten beneden den vloeistofspiegel, dan blijkt het dat de temperatuur in de lager gelegen lagen iets hooger is dan in de hoogere lagen. Dit is een der redenen, waarom men het kookpunt van een vloeistofmassa niet noemt de

temperatuur van de vloeistofmassa zelve, maar de temperatuur van den in dampbellen uittredenden damp. Maar nog andere redenen heeft men hiervoor. Men heeft opgemerkt, dat als een glazen vat goed gereinigd is en men er water in brengt, dit water bij een barometerstand van 76 cm. boven 100° verwarmd kan worden zonder te koken. Het koken treedt eerst in bij een temperatuur van 101° tot 106° ; maar de damp, die dan de vloeistofmassa in bellen verlaat, heeft wederom de temperatuur 100° . De verklaring hiervan moet gezocht worden in de adhaesie van het water aan den glaswand. Het schijnt dat in het algemeen de dampvorming alleen aan de begrenzingsvlakte van een vloeibaar lichaam kan intreden, niet binnen de vloeistofmassa zelve. Oefenen nu de wanddeeltjes een aanzienlijke aantrekkende werking uit, dan wordt hierdoor de invloed van buiten, noodig om bij een bepaalde temperatuur de vloeistofdeeltjes bijeen te houden, kleiner. Bij een bepaalde drukking zal de dampvorming eerst bij een hoogere temperatuur intreden. Wel heeft nu misschien de geheele watermassa een temperatuur boven 100° , maar binnen de vloeistofmassa ontstaan geen dampbellen. De bovenste laag heeft intusschen een temperatuur niet hoger dan 100° ; aan deze oppervlakte grijpt voortdurend dampvorming plaats, en door de omzetting van arbeidsvermogen van beweging in arbeidsvermogen van plaats, die met deze dampvorming gepaard gaat, wordt de temperatuur van de bovenste laag op 100° gehouden. Ook in metalen vaten, die goed gereinigd zijn, is de temperatuur van het kokende water iets boven 100° , soms 101° .

Natuurlijk kan de begrenzingsvlakte van de watermassa ook gevormd worden door het oppervlak van een voorwerp, dat in den bak met water geworpen wordt, of door een dampbel. Wanneer de adhaesie van het water aan zekere voorwerpen kleiner is dan de adhaesie van water aan den wand van het vat, zal men het intreden van het koken kunnen bevorderen door dergelijke voorwerpen in het water te werpen. Heeft men water in een glazen vat van de temperatuur 102° , dat niet kookt, en laat men er eenig ijzervijlsel of een spijker in vallen, zoo begint het terstond te koken.

Sommige meenen zelfs, dat de begrenzingsvlakte van het water met een gasvormig lichaam in aanraking moet zijn, wil de dampvorming mogelijk wezen. Zij gronden hun meening op het feit dat water, hetwelk vooraf door koken zoo volkomen mogelijk lucht vrij is gemaakt, eerst bij veel hoogere temperatuur

begint te koken dan water dat niet luchtvrĳ is. Zoo heeft Grove in een open vat water tot bijna 200° verhit, zonder dat koking intrad. Het koken van water onder gewone omstandigheden bij een temperatuur van ongeveer 100° zou dan mogelijk zijn, omdat op den wand van het vat altijd eenige lucht aanwezig is, zoo deze niet door bijzondere middelen verwijderd wordt.

Hoe hoog de temperatuur van het kokende water zijn moge, indien de drukking per cm²., waaronder de spiegel staat, 76 cm. kwik is, zoo is de temperatuur van den in bellen uittredenden damp toch 100°. Dit is echter alleen het geval als het water zuiver is. Lost men een vast lichaam in water op, bijv. wat chloorcalcium, zoo is in de eerste plaats de temperatuur der kokende oplossing hooger dan 100°; maar bovendien is, niet-tegenstaande van het chloorcalcium niets in damp overgaat en de uittredende damp zuivere waterdamp is, de temperatuur van den damp hooger dan 100°.

In het volgende lijstje vindt men het kookpunt van enkele vloeistoffen bij een drukking per cm². van 76 cm. kwik. Het kookpunt is natuurlijk tevens de temperatuur, waarbij de damp der verschillende stoffen een maximum-spanning van 76 cm. kwik heeft.

Zwavel.....	447,5	Water.....	100
Kwik.....	350	Salpeterzuur....	86
Terpentijnolie...	293	Alcohol.....	78,4
Phosphor.....	290	Zwavelkoolstof..	46,6
Jodium.....	175	Ether.....	34,9

133. Methode van Regnault voor de bepaling van de maximum-spanning van waterdamp boven 50°. Om de maximum-spanning van waterdamp bij een zekere temperatuur te leeren kennen zocht Regnault, zooals reeds gezegd is, de drukking waaronder een watermassa moest staan om die temperatuur tot kookpunt te hebben. Het hoofddeel van zijn toestel is een metalen keteltje, dat door een er op vast geschroefd deksel hermetisch gesloten is. Door het deksel gaan hermetisch sluitend vier thermometers, waarvan de kwikreservoirs op verschillende hoogten geplaatst zijn. Aan het keteltje is een buis gesoldeerd, die verbonden kan worden met een tweede buis, welke naar een koperen bol met stevigen wand voert. Deze koperen bol is in een bak met water

geplaatst; hij staat nog in verbinding met een buis, die naar een luchtpomp of een perspomp voert en afgesloten kan worden door een kraan, en met een open manometer. De buis welke den koperen bol met het keteltje verbindt, is niet horizontaal, maar heeft een vrij groote helling; zij is bovendien voor een

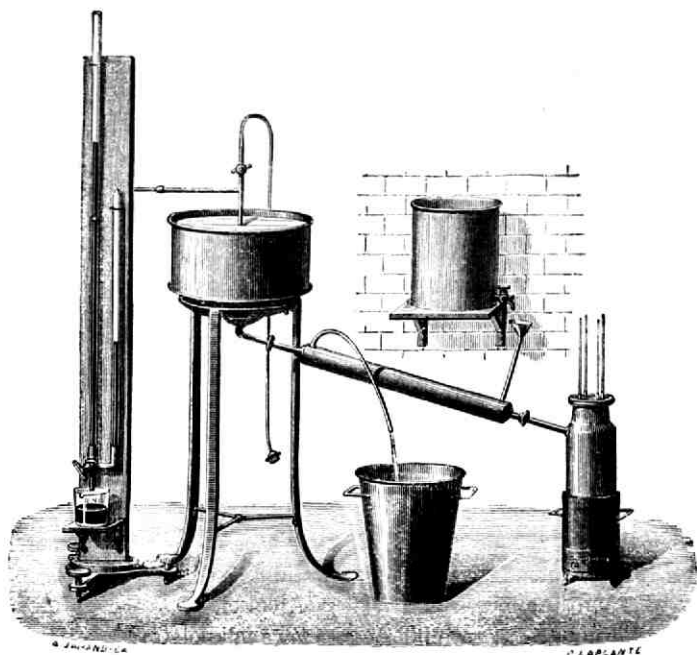


Fig 145.

deel omgeven door een koperen cilinder, afkoeler genaamd, waarin uit een reservoir water loopt, dat door een omgebogen buisje weer wordt afgevoerd. Voordat het keteltje verbonden wordt met den koperen bol, vult men het voor ongeveer de helft met zuiver water.

Door middel van de luchtpomp wordt eenige lucht uit den koperen bol weggenomen en daarna de kraan, die den bol met de luchtpomp in gemeenschap stelt, gesloten. De drukking, waaronder het water in het keteltje staat, is dan kleiner dan de drukking door de buitenlucht uitgeoefend. Het keteltje wordt nu verwarmd en het water gaat koken. Hierbij verbreidt zich de waterdamp in de ruimte boven de vloeistofoppervlakte, in de buis

die naar den koperen bol voert, en in dezen bol; de drukking op den vloeistofspiegel wordt iets grooter. Maar bij den overgang van den waterdamp uit het keteltje in den koperen bol moet hij de verbindingsbuis doorloopen; de temperatuur van den wand dezer buis wordt door het water van den afkoeler op een standvastige, vrij lage temperatuur gehouden. De meeste waterdamp condenseert zich dus, en het hierbij gevormde water vloeit in het keteltje terug. Deze inrichting maakt, dat men de beperkte hoeveelheid water die het keteltje bevat, gedurende onbeperkten tijd kan laten koken. Ten slotte wordt een eindtoestand bereikt, waarin de drukking uitgeoefend op den waterspiegel niet meer toeneemt; dit blijkt uit de waarneming van den open manometer, waarvan de kwikspiegels eindelijk in rust komen. Bepaalt men den barometerstand en den verticalen afstand der kwikspiegels in den open manometer, zoo kan men de grootte der drukking per cm^2 , waaronder de vloeistofmassa kookt, berekenen; stel deze p cm. kwik. Dat de watermassa kookt, blijkt uit den onveranderden stand der kwikthermometers, niettegenstaande warmte wordt toegevoerd. Stemmen de thermometers niet volkomen in hun aanwijzingen overeen, dan beschouwt men het gemiddelde van de 4 aanwijzingen als de temperatuur van den damp van het kokende water; stel deze t° . Het kookpunt van water, dat onder een drukking per cm^2 . van p cm. kwik staat, is dus t° ; dan is ook p cm. kwik de maximum-spanning van waterdamp bij t° . Men kan nu p alle mogelijke waarden geven door meer of minder lucht uit den koperen bol weg te pompen; men kan in den koperen bol ook lucht samenpersen, en zorgen dat de drukking per cm^2 . op den waterspiegel grooter is dan 76 cm. kwik. Dan kan men de maximum-spanning van waterdamp vinden bij een temperatuur hooger dan 100° .

Deze zelfde methode is te gebruiken voor de bepaling van de maximum-spanning van andere dampen.

Uit zijn proeven heeft Regnault een betrekking afgeleid tusschen de maximum-spanning van waterdamp bij een zekere temperatuur en deze temperatuur; zij stelt in staat de maximum-spanning te berekenen ook voor die temperaturen, waarvoor zij niet rechtstreeks is bepaald.

Wij geven in de volgende lijstjes de op deze wijze verkregen uitkomsten bij eenige temperaturen.

Maximum-spanning van waterdamp in centimeters kwik.

Temp.	Spanning.	Temp.	Spanning.	Temp.	Spanning.
—30	0,0386	60	14,8791	150	358,123
—20	0,0927	70	23,3093	160	465,162
—10	0,2093	80	35,4643	170	596,166
0	0,4600	90	52,5392	180	754,639
10	0,9165	100	76,0000	190	944,270
20	1,7391	110	107,5370	200	1168,896
30	3,1548	120	149,1280	210	1432,480
40	5,4909	130	203,028	220	1739,036
50	9,1982	140	271,763		

Het volgende lijstje kan van dienst zijn bij het onderzoek naar de juistheid van de plaats van het 100-punt op een kwikthermometer.

Maximum-spanning van waterdamp
in centimeters kwik tusschen 98° en 101°.

Temp.	Spanning.	Temp.	Spanning.	Temp.	Spanning.
98,0	70,726	99,1	73,585	100,2	76,546
98,1	70,982	99,2	73,850	100,3	76,820
98,2	71,239	99,3	74,116	100,4	77,095
98,3	71,497	99,4	74,383	100,5	77,371
98,4	71,756	99,5	74,650	100,6	77,648
98,5	72,015	99,6	74,918	100,7	77,926
98,6	72,275	99,7	75,187	100,8	78,204
98,7	72,535	99,8	75,457	100,9	78,483
98,8	72,796	99,9	75,728	101,0	78,763
98,9	73,058	100,0	76,000		
99,0	73,321	100,1	76,273		

Maximum-spanning van verschillende dampen
in centimeters kwik.

Temp.	Kwik.	Alcohol.	Ether.	Zwavelkoolstof.
—20	—	0,334	6,749	4,348
0	0,00200	1,283	18,334	13,198
20	0,00372	4,448	43,326	30,187
40	0,00767	13,364	90,959	61,699
60	0,01634	35,026	172,852	116,373
80	0,03528	81,276	302,441	203,377
100	0,07455	169,492	495,081	332,954
120	0,15341	321,968	770,220	514,543

134. Verdamping in gesloten vaten. Wet van Dalton. De vraag doet zich voor, welke spanning krijgt de damp van een vloeibaar lichaam, indien het in een vat opgesloten is, waarin zich nog een gasvormig lichaam, bijv. lucht, bevindt? Wij hebben reeds gezegd dat de aanwezigheid van lucht boven den spiegel de verdamping aan de vrije oppervlakte niet geheel kan verhinderen; daarentegen zal door de aanwezigheid van lucht de verdamping wel belemmerd worden; zij zal des te langzamer plaats grijpen, naarmate de spanning dezer lucht grooter is. Dalton bracht ether in een glazen buis met kwik, waarin ook eenige lucht was; hij kende de spanning der lucht voordat de ether was toegevoegd. Nadat gedurende geruimen tijd de ether gelegenheid gehad had te verdampen en hij het mengsel van lucht en etherdamp tot het volume teruggebracht had, dat te voren door de lucht alleen was ingenomen, bepaalde hij de spanning van het mengsel. Hij vond dat deze gelijk was aan de som van de spanning van de aanwezige lucht en de maximum-spanning van etherdamp bij de bestaande temperatuur. Hij kwam hierdoor tot de opstelling van de volgende wet: In een gesloten vat houdt de dampvorming van een vloeibaar lichaam, zelfs als andere gasvormige lichamen aanwezig zijn, niet op, tenzij de gevormde damp voor zich alleen de maximum-spanning bij de bestaande temperatuur heeft gekregen.

Later heeft Regnault deze wet aan een streng onderzoek onderworpen. Het bleek hem dat de spanning van het mengsel steeds iets bleef beneden de som van de spanning van het gasvormig lichaam en de maximum-spanning van den damp. Maar hij meende dat dit niets bewees tegen de juistheid van de wet van Dalton, omdat het verschil tusschen zijn uitkomsten en die, gevorderd door de wet van Dalton, verklaard kon worden uit de adhaesie van den damp aan den glaswand.

135. Hypsometer. Papiniaansche pot. De kennis van het kookpunt van water onder verschillende drukkingen stelt in staat uit de temperatuur van den damp van kokend water de drukking af te leiden, waaronder het zich bevindt. Op den top van een berg is het kookpunt van water, dat in een open vat is, lager dan 100° , omdat de spanning der lucht daar kleiner is dan 76 cm. kwik. Bepaalt men het kookpunt van water op zulk een plaats, dan kan men door middel van de uitkomsten van Regnault de spanning der lucht vinden. Men maakt hiertoe

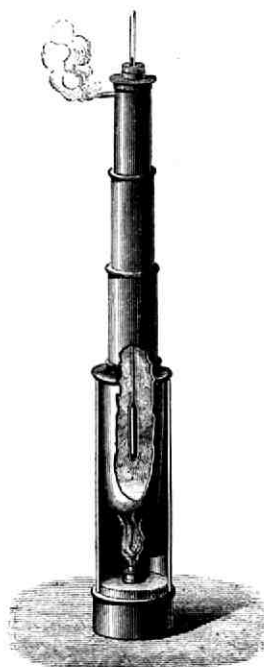


Fig. 146.

gebruik van een eenvoudig toestelletje, hypsometer genaamd; het bestaat uit een bak met koper, waarvan de deelen als bij een verrekijker in elkander geschoven kunnen worden. Het benedenste gedeelte bevat eenig water, en hieronder is een spirituslamp aangebracht. Een thermometer bevindt zich binnen den koper maar boven de watermassa. Door een zijbuis kan de zich vormende waterdamp ontwijken. Het is veel gemakkelijker op reis een hypsometer mede te nemen dan bijv. een barometer van Fortin; met den hypsometer kan men echter geen zeer groote nauwkeurigheid bereiken.

Een vloeibaar lichaam in een open vat kan niet verwarmd worden boven het kookpunt bij de bestaande dampkringsdrukking, afgezien van den betrekkelijk geringen invloed van de wanden van het vat. Papin (1647—1714) heeft een inrichting aan de hand gedaan om

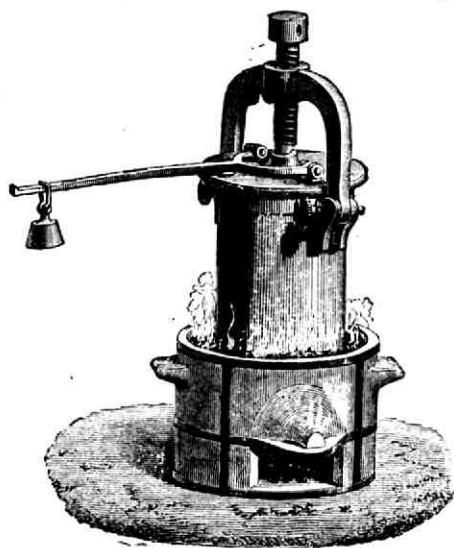


Fig. 147.

een watermassa tot een willekeurig hooge temperatuur te verwarmen; deze is de zoogenaamde Papiniaansche pot. Hij bestaat eenvoudig uit een metalen pot met dikken wand, gesloten door een deksel, dat door middel van een schroef stevig op den pot gedrukt kan worden. Heeft men hierin water gebracht en verhit men hem, zoo kan het water een hooge temperatuur verkrijgen. De gevormde waterdamp zal in vereeniging met de

aanwezige lucht, een aanzienlijke drukking uitoefenen op de overblijvende watermassa. Werd de wand overal gelijkmatig verwarmd en niet, zooals gewoonlijk, alleen aan den onderkant, dan zou het water niet koken; aan de vrije oppervlakte van de watermassa zou de verdamping plaats hebben noodig om den damp de maximum-spanning te geven bij de bestaande temperatuur. Maar als alleen aan de onderzijde van het vat warmte toegevoerd wordt, zal de temperatuur van het overige gedeelte van den wand aanzienlijk lager zijn en door warmteverlies aan de omgeving ook lager blijven; dan zal telkens van den gevormden damp een deel gecondenseerd worden en is het mogelijk dat het water aan het koken blijft. Er zal na eenigen tijd een eindtoestand komen, terwijl dan het water een temperatuur heeft en de damp een spanning, afhankelijk van de hoeveelheid warmte, die per seconde toegevoerd wordt en door den wand ook weer aan de omgeving wordt afgestaan.

Om te vermijden dat de spanning van den damp zoo hoog wordt dat de pot gevaar loopt te springen, heeft men een veiligheidsklep aangebracht. In het deksel is een kleine opening, die gesloten wordt door een stop; deze stop wordt in de opening gehouden door middel van een hefboom, waarlangs een gewicht verschoven kan worden. Bereikt de spanning van den damp binnen den pot een zeker bedrag, zoo wordt de stop opgelicht en kan een deel van den damp ontsnappen.

136. Spheroidaaltoestand. Als men een koperen of een platina plaat verhit totdat zij roodgloeiend is, en men laat er dan een druppel water op vallen, dan neemt de druppel den vorm aan van een afgeplattten bol en beweegt zich over de plaat heen en weer; maar koking treedt niet in. Wel grijpt dampvorming plaats, want de druppel wordt kleiner en verdwijnt eindelijk. Men kan een vrij groote watermassa op een dergelijke gloeiende plaat brengen; steeds ziet men haar begrensd door een gebogen oppervlak. Zij is intusschen niet rustig; allerlei kringen vertoonen zich die van vorm verwisselen; figuur 148 geeft een afbeelding van zulk een grooten waterdruppel. Den bijzonderen toestand, waarin de vloeistofmassa zich hier bevindt, noemt men den spheroidaaltoestand naar den spheroidalen vorm, dien zij vertoont.

Men is geneigd te meenen, dat wanneer een waterdruppel gedurende geruimen tijd in aanraking blijft met een plaat, die een temperatuur van 500° tot 600° heeft, zijn temperatuur boven

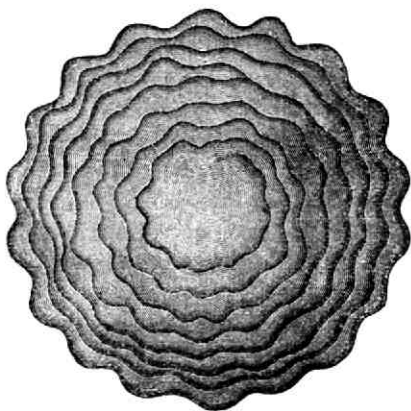


Fig. 148.

100° stijgen zal. Toch leert de ervaring dat dit niet het geval is. Boutigny wist een waterdruppel in spheroidaaltoestand te brengen, die een massa van ongeveer 1 kilogram had; hij bepaalde rechtstreeks door een thermometer de temperatuur ervan, en vond dat deze 1 of 2 graden beneden 100° bleef.

Wanneer men de gloeiende plaat laat afkoelen en zij een temperatuur van ongeveer 150° heeft verkregen, gaat de wa-

termassa plotseling heftig koken en spat zij dikwijls uiteen.

Wat is de verklaring van het verschijnsel? Eenvoudig deze, dat de druppel niet in aanraking is met de gloeiende plaat, maar gedragen wordt door een damplaag, die door den invloed van de gloeiende plaat ontstaat en onderhouden wordt. Laat men een druppel water den spheroidaaltoestand aannemen op een vlakke

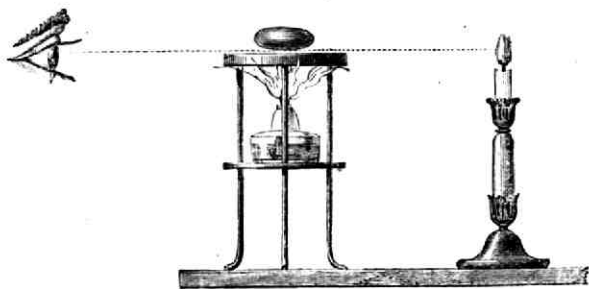


Fig. 149.

plaat, en stelt men aan de eene zijde van de plaat een brandende kaars, dan kan men door de damplaag heen de vlam zien. Men kan ook gebruik maken

van een gloeiend stuk gaas en hierop een waterdruppel in den spheroidaaltoestand doen verkeerren; wel een bewijs dat het de damp is die den druppel belet te vallen. Deze damplaag voorkomt de snelle stijging in temperatuur van den druppel, terwijl bij het ontsnappen van een deel van den damp de druppel heen en weer gedreven wordt; soms breken zelfs dampbellen door den druppel heen. Daalt de temperatuur van de plaat sterk, zoo geschiedt de dampvorming aan de oppervlakte niet snel genoeg meer om het vallen van den druppel te voorkomen. Hij komt in aanraking met

de plaat, die nog altijd een temperatuur heeft hoger dan 100° , en een hevige koking treedt in.

Men kan ook alcohol- en etherdruppels in den spheroidaaltoestand brengen; zij behouden dan een temperatuur beneden het kookpunt. De mogelijkheid een wit gloeiend stuk ijzer gedurende eenige oogenblikken in de hand te houden, wordt ook verklaard door den spheroidaaltoestand waarin de vochtlaag geraakt, die de hand steeds bedekt.

137. Verdampingswarmte. Wanneer aan een kokende vloeistofmassa warmte toegevoerd wordt, blijft de temperatuur toch onveranderd. Het toegevoerde arbeidsvermogen wordt niet besteed aan het vermeerderen van het translatorisch arbeidsvermogen van beweging der moleculen, maar alleen aan de vermeerdering van het uitwendig arbeidsvermogen van plaats en het inwendig arbeidsvermogen der moleculen, en aan die van het arbeidsvermogen der omgeving. Dit laatste deel is zeer aanzienlijk. Een hoeveelheid water van 1 gram neemt bij 100° een volume in van ongeveer $1,043 \text{ cm}^3$; 1 gram verzadigde waterdamp van 100° heeft een volume van ongeveer 1698 cm^3 . Het arbeidsvermogen, dat bij de omzetting van 1 gram water van 100° in verzadigten waterdamp van 100° aan de omgeving wordt medegedeeld, bedraagt dus (zie § 122) $76 \times 13,591 \times 981 \times 1696,957$ ergisten.

De hoeveelheid warmte, noodig om 1 gram van een vloeistof bij een bepaalde temperatuur zonder temperatuursverandering in verzadigten damp om te zetten, noemt men de verdampingswarmte der vloeistof bij die temperatuur; zij is gelijk aan de hoeveelheid warmte, die afgegeven wordt, als bij die temperatuur 1 gram verzadigde damp zonder temperatuursverandering vloeibaar wordt.

In de eerste plaats heeft men de verdampingswarmte van verschillende vloeistoffen bepaald bij het kookpunt.

Om de verdampingswarmte van water te vinden, maakte Despretz gebruik van den toestel, afgebeeld in figuur 150. In een glazen kolf *C* bevindt zich water, dat aan het koken gebracht kan worden. Een thermometer *t* stelt in staat de temperatuur er van te bepalen. De gevormde waterdamp wordt in een spiraalbuis *S* gevoerd, die in een reservoir *R* uitloopt. De spiraalbuis met het reservoir *R* bevinden zich in een watercalorimeter; een buisje met kraan *r* gaat door den zijwand van den calorimeter en is in gemeenschap met het reservoir *R*. Aan dit reservoir bevindt zich

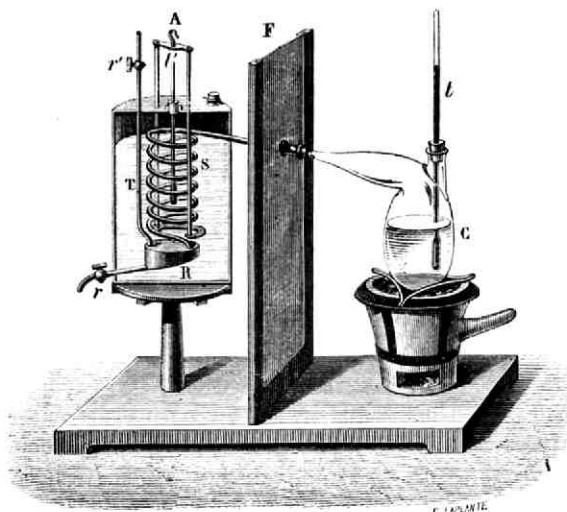


Fig. 150.

koken. Een roertoestel A dient om het water van den calorimeter te vermengen, opdat de temperatuur door den thermometer t' aangewezen, beschouwd moge worden als de temperatuur van den geheelen calorimeter. Een scherm F verhindert dat de calorimeter warmte opneemt van de warmtebron.

Voordat de kolf met de spiraalbuis verbonden is wordt het water in C aan het koken gebracht; de temperatuur t'' van den calorimeter wordt afgelezen; daarna verbindt men de kolf met de spiraalbuis en laat gedurende eenigen tijd deze verbinding bestaan; blijkens de aanwijzing van den thermometer in de kolf moge het water koken bij T'' . De damp, die uit de kolf in de spiraalbuis overgaat, condenseert zich tot water; het gevormde water krijgt ten slotte dezelfde temperatuur als de calorimeter. Na eenigen tijd verbreekt men de verbinding tusschen de kolf en de spiraalbuis, en bepaalt de eindtemperatuur, stel t''' .

De waterwaarde van den calorimeter met toebehooren is van te voren gevonden, stel W gram; voor het begin van de proef heeft men de massa van den calorimeter met toebehooren bepaald; na de proef doet men dit opnieuw; hieruit moge blijken dat p gram waterdamp zich tot water verdicht heeft.

In den calorimeter is p gram waterdamp van T'' verdicht tot water van T''' ; stelt men x caloriën de gezochte verdampingswarmte bij T'' , zoo heeft de waterdamp hierbij px caloriën

nog de buis T , voorzien van de kraan r' ; hierdoor kan het in gemeenschap gesteld worden of met de buitenlucht of met een vat waarin zich lucht van een zekere spanning bevindt; men is dus in staat het water onder verschillende drukkingen te laten

afgestaan. Vervolgens is het gevormde water afgekoeld van T° tot t° ; hierbij heeft het $p (T - t')$ caloriën verloren. De calorimeter heeft $W (t' - t)$ caloriën opgenomen; men heeft dus de vergelijking:

$$W (t' - t) = px + p (T - t') \dots \dots \dots (1)$$

Hieruit is x te berekenen. Intusschen behoort t' nog vervangen te worden door het aantal graden van de temperatuur, die de calorimeter zou gehad hebben, indien hij geen warmte aan de omgeving had afgestaan; men kan deze vinden op de wijze als in § 119 is uiteengezet.

Natuurlijk kan de toestel ook dienen tot het bepalen van de verdampingswarmte van andere vloeistoffen.

Tegen deze methode valt in te brengen, dat wellicht door den damp kleine vloeistofdruppels meegevoerd worden, die in rekening gebracht worden alsof zij in dampvorm binnen den calorimeter komen. Daarom heeft Regnault nieuwe proeven genomen. Nadat de damp de kolf, waarin de vloeistofmassa gekookt werd, verlaten had, werd hij gevoerd door een spiraalbuis die tot de temperatuur T''° verwarmd was, hooger dan het kookpunt T° der vloeistof bij de bestaande drukking. Hierdoor werden de vloeistofdruppels in damp omgezet, en had de damp, die den calorimeter binnentrad, de temperatuur T''° . Is dan de aanvangstemperatuur van den calorimeter weer t° , zijn waterwaarde W gram, zijn eindtemperatuur t° , de soortelijke warmte van den damp bij constante spanning s caloriën, de soortelijke warmte der vloeistof s' caloriën, de hoeveelheid damp die zich in den calorimeter verdicht had, p gram, en is x caloriën de verdampingswarmte der vloeistof bij T° , dan bestaat de betrekking:

$$W (t' - t) = ps (T' - T) + px + ps' (T - t') \dots \dots (2)$$

Binnen den calorimeter toch was eerst de damp van T''° tot T° afgekoeld; daarna condenseerde hij zich, en eindelijk koelde de vloeistofmassa tot t° af. Kent men de soortelijke warmte van den damp bij constante spanning niet, zoo doet men een tweede proef, waarbij de grootheden W , t , t' , p en T' een andere waarde hebben. Dan heeft men twee vergelijkingen, waaruit men x en s beide kan vinden. Omtrent de grootheid t' geldt nog wat voor die grootheid in vergelijking (1) is gezegd.

Omtrent de verdampingswarmte van water zijn door Regnault talrijke proeven genomen. Hij kwam tot de uitkomst, dat om

1 gram water van t° te maken tot verzadigden waterdamp van t° , noodig zijn λ calorieën, als:

$$\lambda = 606,5 - 0,695t - 2,10 \cdot 10^{-5} t^2 - 3,10 \cdot 10^{-7} t^3 \dots \dots (3)$$

Om 1 gram water van 0° te maken tot verzadigden waterdamp van 0° zijn dus noodig 606,5 calorieën; om 1 gram water van 100° te maken tot verzadigden waterdamp van 100° zijn 536,5 calorieën noodig. Men behoeft dus minder warmte om 1 gram water van 100° te doen overgaan in verzadigden damp zonder temperatuursverhooging, dan om 1 gram water van 0° tot verzadigden damp van 0° te maken. Men schrijft dit hoofdzakelijk toe aan het grooter bedrag van het uitwendig arbeidsvermogen van plaats dat de watermoleculen bij 100° hebben in vergelijking met haar uitwendig arbeidsvermogen van plaats bij 0° . Daarom moet, zoo de verdamping bij 0° plaats grijpt, meer warmte besteed worden voor de vermeerdering van het arbeidsvermogen van plaats der moleculen, dan als de verdamping geschiedt bij 100° .

Voor andere vloeistoffen heeft Regnault de verdampingswarmte ook bepaald; is zij λ calorieën bij t° , zoo vond hij

$$\lambda = a - bt - ct^2 \dots \dots \dots (4)$$

waarin a , b en c en grootheden zijn afhankelijk van den aard der vloeistof. Als uitkomst verkreeg hij bijv.

	a	b	c
Zwavelkoolstof.....	90	0,08922	$4938 \cdot 10^{-7}$
Ether.....	94	0,07901	$8514 \cdot 10^{-7}$
Chloroform.....	67	0,09485	$507 \cdot 10^{-7}$

Wanneer van een vloeibaar lichaam een gedeelte verdampt zonder dat warmte er aan toegevoerd wordt, daalt het in temperatuur; de vermeerdering van het arbeidsvermogen van plaats, die de deeltjes verkrijgen bij den overgang uit den vloeibaren in den gasvormigen toestand, wordt geleverd door het arbeidsvermogen van het geheele vloeibare lichaam. Verdampt een op de hand liggende druppel alcohol, dan bemerkt men een aanzienlijke plaatselijke temperatuursverlaging van de hand; in nog sterker mate is dit het geval voor een etherdruppel. Heeft men een waterdruppel op de hand, dan is de afkoeling niet zoo sterk, en wel omdat de verdamping van het water langzamer plaats

grijpt. Bevordert men de verdamping van water, dan kan men gemakkelijk de temperatuur ervan zoo laag maken, dat het befrist. Leslie plaatste een bakje water boven een bak geconcentreerd zwavelzuur; beide werden onder de klok van de luchtpomp gebracht. Pompte hij nu zooveel lucht weg, dat de spanning van de overblijvende lucht, vermeerderd met de spanning van den gevormden waterdamp, ongeveer 0,8 cm. kwik was, zoo zag hij dat na eenigen tijd het water bevroor. Men zou deze proef ook kunnen nemen zonder gebruik te maken van het zwavelzuur; maar dan zou men met het pompen zoolang moeten voortgaan totdat het water vast werd. Hield men eerder op met pompen, dan zou binnen korten tijd de waterdamp binnen de klok verzadigd zijn en de verdere verdamping beletten. Maar als een hoeveelheid zwavelzuur aanwezig is, dan zal de waterdamp niet de maximumspanning krijgen, omdat steeds een deel opgeslorpt wordt door het zwavelzuur; dan zal dus ook zonder pompen de verdamping voortgaan.

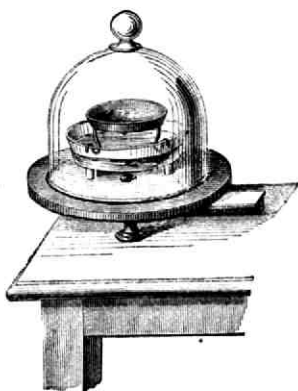


Fig. 151.

Carré heeft deze methode van Leslie in het groot voor het vervaardigen van ijs toegepast. Figuur 152 stelt de inrichting van zijn toestel voor. Een looden horizontaal gestelde cilinder wordt voor de helft met geconcentreerd zwavelzuur gevuld; een wijde opening, die gesloten kan worden door een geslepen glasplaat, stelt in staat den cilinder gemakkelijk te vullen. Door een buis is de looden cilinder in verbinding met een enkelwerkende luchtpomp, waarvan de zuiger door een hefboom in beweging gebracht kan worden. Aan dezen hefboom is nog een staaf bevestigd, die aan de beweging van den hefboom deelneemt, en hierbij een roertoestel binnen den looden cilinder heen en weer doet gaan. Nog een tweede buis bevindt zich aan den looden cilinder en voert naar het reservoir, waarin het water is dat men wil laten bevrozen. Een kraan in deze buis stelt in staat het reservoir te vervangen door een ander, zonder dat de buitenlucht den cilinder binnendringt; het uiteinde dezer buis is omgeven door een kegelvormig stuk caoutchouc; het reservoir heeft een kegelvormigen mond. Drukt men het tegen

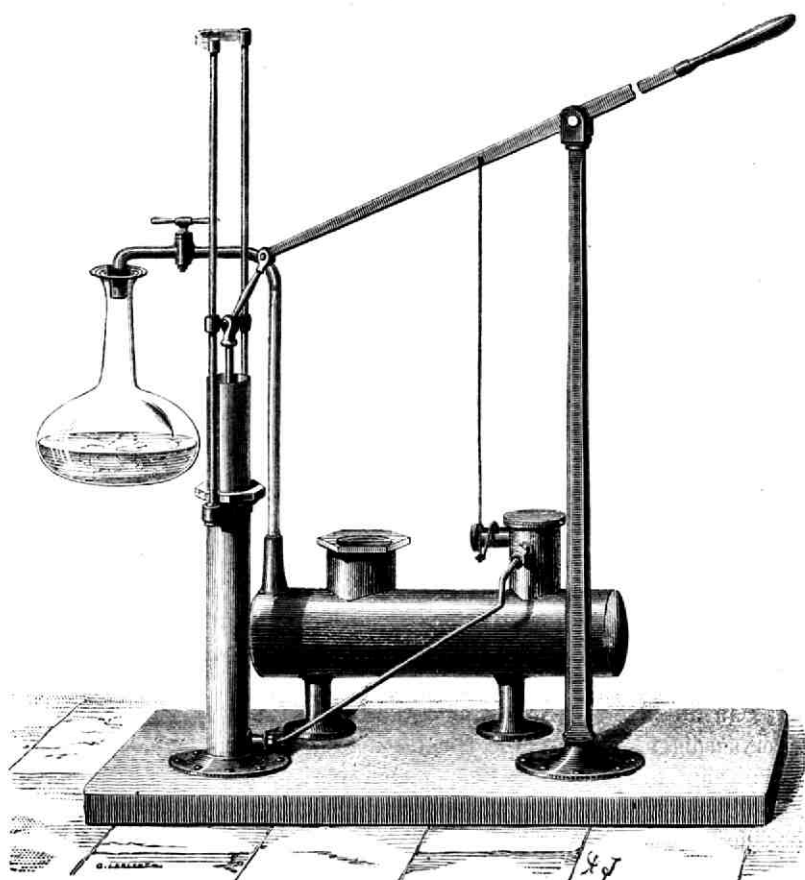


Fig. 152.

het einde der buis, dan zal na een paar slagen met den hefboom het reservoir volkomen van de buitenlucht zijn afgesloten en door de drukking der buitenlucht tegen vallen beschermd zijn.

Zoo men een vloeibaar lichaam, dat een laag kookpunt heeft, snel doet verdampen, krijgt men de laagste temperaturen, die men tot heden heeft bepaald; evenwel is er grond voor de meening dat nog lagere temperaturen bereikt zijn, die men nog niet in staat geweest is te bepalen; wij komen hierop terug.

138. Dampdichtheid. Tot de bepaling van de soortelijke massa van den damp eener vloeistof bij bepaalde temperatuur en bepaalde

spanning, zijn door verschillende natuurkundigen proeven genomen. Gewoonlijk vindt men niet de soortelijke massa van een damp opgegeven, maar zijn zoogenaamde dampdichtheid ten opzichte van een bepaald aangenomen gas. De dampdichtheid van een damp ten opzichte van een gas wordt beoordeeld naar de verhouding van de massa van een willekeurig gekozen volume damp bij een zekere temperatuur en een zekere spanning tot de massa van een even groot volume van het aangenomen gas bij dezelfde temperatuur en dezelfde spanning; zij wordt met deze verhouding evenredig gesteld.

Daar gassen ook als dampen kunnen beschouwd worden, kan men ook spreken van de dampdichtheid van een gas ten opzichte van het aangenomen gas. Vroeger heeft men als het gas, ten opzichte waarvan men de dampdichtheid bepaalde, lucht aangenomen, en kende men aan lucht de eenheid van dampdichtheid toe. Dit wordt nog zeer dikwijls gedaan. Later is het gebleken, dat vele berekeningen op scheikundig gebied eenvoudiger worden, indien men daartoe waterstof kiest, en dus de dampdichtheid van waterstof als eenheid van dampdichtheid aanneemt. Daar de dampdichtheid van lucht ten opzichte van waterstof 14,438 is, behoeft men de dampdichtheid van een damp of van een gas ten opzichte van lucht slechts met 14,438 te vermenigvuldigen om zijn dampdichtheid ten opzichte van waterstof te verkrijgen.

Is de massa van v cm³. damp van t° en H cm. kwik p gram, en is d de gezochte dampdichtheid ten opzichte van lucht, dan heeft men, daar de soortelijke massa van lucht bij 0° en 76 cm. kwik 0,0012932 gram is en de uitzettingscoëfficiënt van lucht nagenoeg $\frac{1}{273}$:

$$d = \frac{76}{H} \frac{p(t + 273)}{273 \times v \times 0,0012932} \dots\dots\dots (1)$$

Twee wegen kan men inslaan tot bepaling van d ; men kan het volume meten, dat door een bekende hoeveelheid damp ingenomen wordt bij bekende spanning en bekende temperatuur, of wel, men kan de massa bepalen, die een bekend volume damp van zekere temperatuur en spanning heeft.

De eerste weg is gevolgd door Gay-Lussac. Een wijde, betrekkelijk korte buis, aan ééne zijde gesloten, werd gevuld met kwik en met het open einde in een bak met kwik gezet; door koking waren alle lucht en waterdamp uitgedreven. De buis was verdeeld in deelen van denzelfden inhoud, zoodat men af kon

lezen welken inhoud elk deel der buis bij 0° bezat. De uitzettings-coëfficiënt van het glas was van te voren gevonden. Van een

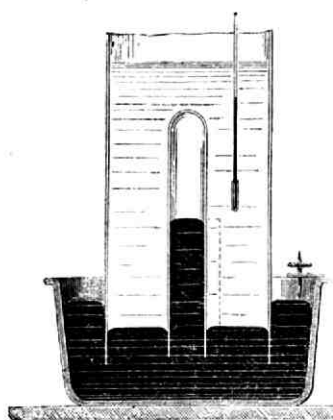


Fig. 153.

klein glazen bolletje met dunnen wand werd de massa bepaald; vervolgens werd het geheel gevuld, bijv. met water, en dichtgesmolten. Door weging kon men de massa van het water binnen het glazen bolletje leeren kennen; stel deze p gram. Het bolletje werd in de glazen buis gebracht en plaatste zich aan het gesloten bovineinde der buis. Deze werd nu omgeven door een wijden cilinder, die gevuld werd met water. Een thermometer stelde in staat de temperatuur van dit water te vinden, en een roertoestel gaf de gelegenheid er voor te zorgen, dat

de temperatuur overal dezelfde was.

De geheele toestel werd op een oven geplaatst; de temperatuur van het water in den cilinder steeg; ook het water binnen het glazen bolletje werd warmer en deed dit hierbij springen. Dit water verdampte en de kwikspiegel in de buis daalde. Men moest er voor zorgen dat al het water verdampte; daarom zette men de verwarming zoover voort, totdat de spanning van den waterdamp kleiner geworden was dan de maximum-spanning bij de bestaande temperatuur. Men mag namelijk de temperatuur van het water in den cilinder beschouwen als ook te zijn de temperatuur van de glazen buis met haar inhoud; de temperatuur van den waterdamp binnen de buis werd dus gevonden door de temperatuur van het waterbad af te lezen; stel deze t . Het volume bij 0° van het deel der buis, dat door den waterdamp was ingenomen, werd afgelezen en bevonden v' cm³. te zijn; was dan de uitzettings-coëfficiënt van het glas β , zoo was het volume van de dampmassa $v = v' (1 + \beta t)$ cm³. Bepaalde men dan nog de spanning van den damp, dan kende men alle grootheden die men noodig had. Door den verticalen afstand te meten van den kwikspiegel in de buis tot het bovineinde van een schroef, die aan den zijwand van den kwikbak bevestigd was, en daarbij de lengte van de schroef op te tellen, verkreeg men den verticalen afstand h van den kwikspiegel binnen de buis tot den kwikspiegel buiten den glazen cilinder. Was H' cm. de barometerstand en z de

uitzettingscoëfficiënt van kwik, dan was de spanning van den waterdamp binnen de buis $H = H' - \frac{h}{1 + \alpha t}$ cm. kwik. Vergelijking (1) stelde dan in staat de gezochte dampdichtheid van waterdamp te berekenen.

Deze methode is nog eenigszins gewijzigd door Hofmann, die gebruik maakt van een langere buis, zoodat zij oorspronkelijk niet geheel met kwik gevuld is. In deze buis laat hij uiterst kleine stopfleschjes met vloeistof opstijgen; bij verwarming wordt de stop van zelf opgelicht. De verwarming wordt verkregen door om de buis een glazen cilinder te plaatsen, waarin de damp van de een of andere kokende vloeistofmassa gevoerd wordt. Het kookpunt van deze vloeistof is dan ook de temperatuur, die ten slotte binnen de buis heerscht.

Voor stoffen met hoog kookpunt verdient de methode van Dumas de voorkeur.

Een glazen ballon B eindigt in een nauw uitgetrokken hals p . Terwijl hij gevuld is met droge lucht van de temperatuur t° en de spanning H_1 cm. kwik, bepaalt men zijn massa; stel deze p_1 gram. Is π gram de massa van den glaswand alleen, v cm³. de inhoud van den ballon bij 0° en β de kubieke uitzettingscoëfficiënt van de glassoort, waaruit hij bestaat, dan heeft men:

$$p_1 = \pi + \frac{v(1 + \beta t)}{1 + \frac{t}{273}} \frac{H_1}{76} 0,0012932 \dots \dots \dots (2)$$

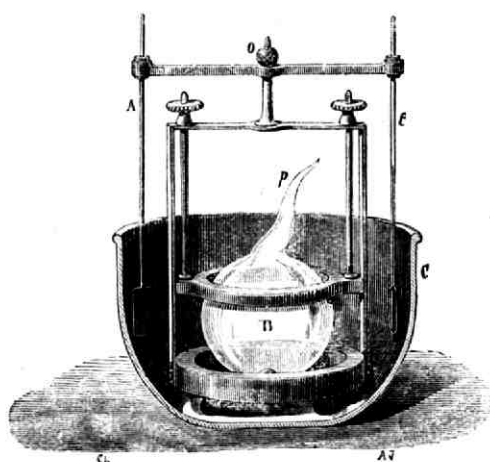


Fig. 154.

Vervolgens brengt men in den ballon een niet te geringe hoeveelheid vloeistof, bijv. water, waarvan men de dampdichtheid wil bepalen. Dan wordt de ballon in een ijzeren bak C geplaatst, die gevuld wordt met olie; de hals steekt slechts even boven den olie-spiegel uit. De geheele bak wordt verhit tot boven het

kookpunt van water. Het water binnen den ballon kookt, en de gevormde damp treedt uit de opening p met aanzienlijke snelheid, omdat de spanning van den damp binnen den ballon grooter is dan die der buitenlucht; houdt men de hand voor de opening, dan voelt men den uitstroomenden damp. De waterdamp voert de lucht in den ballon met zich mede. Nadat al het water verkookt is, houdt de uitstrooming van damp op; dan wordt de opening bij p dichtgesmolten, de barometerstand, stel H_2 cm., afgelezen en de temperatuur van het oliebad, stel T° , bepaald. Binnen den ballon bevindt zich nu een hoeveelheid waterdamp, die een volume heeft van $v(1 + \beta T)$ cm³., een spanning van H_2 cm. kwik en de temperatuur T° . Is de massa van dezen damp x gram, en blijkt de massa van den ballon met zijn inhoud p_2 gram te wezen, dan heeft men:

$$p_2 = \pi + x \dots \dots \dots (3)$$

Vervolgens dompelt men het einde p onder water van 0° en breekt de punt af; dan vult zich de ballon met water en wel volkomen, als werkelijk, zooals ondersteld is, alle lucht is uitgedreven. Bepaalt men nu de massa van den ballon gevuld met water, waarbij men de afgebroken glazen punt medeweegt, en is deze p_3 gram, dan heeft men, als s gram de soortelijke massa van water bij 0° is:

$$p_3 = \pi + vs \dots \dots \dots (4)$$

Uit de vergelijkingen (2), (3) en (4) kan men π , v en x vinden. Is nu d de gezochte dampdichtheid van waterdamp, zoo heeft men:

$$d = \frac{76}{H_2} \frac{x(T + 273)}{273 \times v(1 + \beta T) \times 0,0012932} \dots \dots \dots (5)$$

Deze methode is, eenigszins gewijzigd, ook door Regnault toegepast.

Van gassen is de dampdichtheid nagenoeg onafhankelijk van de spanning en van de temperatuur, waarbij zij bepaald is. Dit is ook het geval voor een dampvormig lichaam, wanneer zijn spanning aanzienlijk geringer is dan zijn maximum-spanning bij de bestaande temperatuur, wanneer het dus nagenoeg de wetten van Boyle en van Gay-Lussac volgt.

In het volgende lijstje vindt men de dampdichtheden van eenige gassen en van eenige dampen onder bovengenoemde omstandigheden ten opzichte van lucht en ten opzichte van waterstof.

	Lucht = 1	Waterstof = 1
Lucht.....	1,0000	14,438
Zuurstof.....	1,1056	15,96
Waterstof.....	0,0693	1,0
Stikstof.....	0,9714	14,0
Chloor.....	2,453	35,4
Koolzuur.....	1,5290	22,1
Zwaveligzuur.....	2,234	32,2
Ammonia.....	0,591	8,5
Bromium.....	5,54	79,99
Water.....	0,623	9,0
Kwik.....	6,976	100,7
Alcohol.....	1,6133	23,3
Ether.....	2,5860	37,3

Van de dampdichtheid van verzadigde dampen weet men nog slechts weinig.

139. **Condensatie van dampen en van gassen.** Om een damp-massa zich te doen condenseeren, kan men verschillende wegen volgen. Men kan haar eenvoudig afkoelen; bij het dalen der temperatuur neemt de maximum-spanning, welke zij kan hebben, snel af en wordt eindelijk gelijk aan de spanning die de damp-massa heeft; bij voortgaande warmteonttrekking gaat een deel van de dampmassa in den vloeistofstaat over. Deze wijze van verdichting wordt veel gevolgd tot het in zuiveren staat verkrijgen van vloeibare lichamen; men distilleert hen, zooals men het noemt. Als voorbeeld stellen wij water. Het water zooals het in de natuur voorkomt, is niet zuiver maar vermengd met andere stoffen. Om het te distilleeren kan men gebruik maken van een toestel, afgebeeld in figuur 155. In den ketel *ab* wordt door de opening *f*, die met een schroef gesloten kan worden, het onzuivere water gegoten. Het gedeelte *b* van den ketel staat door de buis *c* in verbinding met de spiraalbuis *dd*; deze spiraalbuis is in een vat *e* geplaatst, dat met water van lage temperatuur gevuld is; door den trechter *h* stroomt uit de kraan *K* voortdurend water in het vat *e*, terwijl aan den anderen kant het water door de buis *i* het vat *e* verlaat. De spiraalbuis gaat door den wand van *e* heen; onder het open einde der buis is de flesch *g* geplaatst. De ketel *ab* bevindt zich op een oven; brengt men het water binnen den ketel

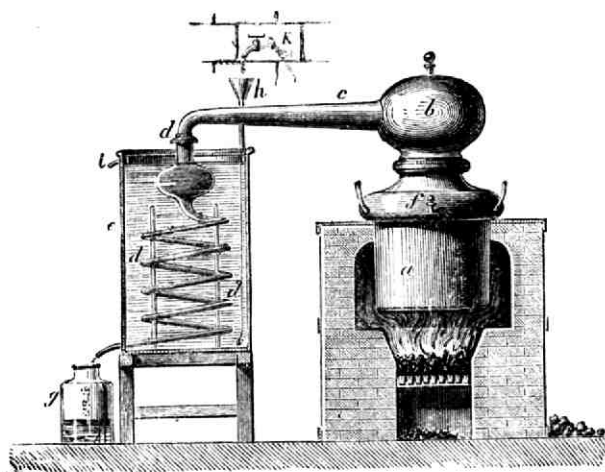


Fig. 155.

waterdamp en het gecondenseerde water geheel zuiver. Het is noodig dat in den bak *e* het afkoelende water voortdurend verschoot wordt; de waterdamp toch, die zich binnen de spiraalbuis condenseert, staat warmte aan zijn omgeving af, waardoor de temperatuur van het water in *e* hooger en hooger zou worden.

Een dampmassa kan ook zonder afkoeling, alleen door verkleining van haar volume vloeibaar worden. Zoodra namelijk haar spanning gelijk geworden is aan de maximum-spanning, zal bij voortgezette volumevermindering een deel in den vloeistofstaat overgaan.

Eindelijk kan men afkoeling doen gepaard gaan met samenpersing.

Elk dezer drie methoden kan men ook gebruiken bij de pogingen om gasvormige lichamen vloeibaar te maken; wij verstaan hierbij voor het oogenblik onder gasvormige lichamen, in onderscheiding van dampvormige, die lichamen, welke onder gewone omstandigheden niet in den vloeistofstaat voorkomen. Het is gelukt alle gassen in den vloeibaren toestand te brengen. Voor sommige gassen is afkoeling alleen hiertoe voldoende, bijv. voor zwaveligzuur en voor zoutzuur. Om dit te doen zien, verhit men in een kolf koperspaanders in zwavelzuur; dan ontwikkelt zich zwaveligzuur. Men laat dit door een waschflesch gaan en vervolgens door een droogbuis, ten einde het gevormde zwaveligzuur te zuiveren; vervolgens voert men het in een glazen buis, welke

aan het koken, zoo zal de waterdamp in de spiraalbuis gedreven worden en zich hier verdichten. Het gevormde water wordt in *g* opgevangen. Daar de gewone onzuiverheden van het water niet medeverdampen, zijn de

in een koudmakend mengsel staat van een temperatuur beneden -10° . Dan condenseert zich het zwaveligzuur. Dit vloeibare zwaveligzuur heeft onder een drukking per cm^2 . van 76 cm. kwik een kookpunt van -10° . Wil men het bewaren, dan

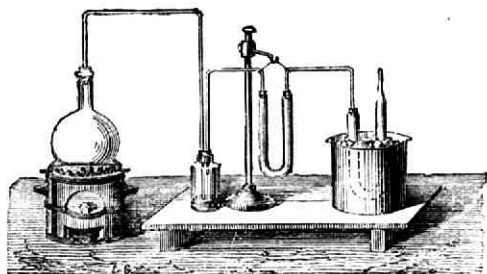


Fig. 156.

moet men of het voortdurend in een koudmakend mengsel houden, wat niet wel doenbaar is, of de glazen buis, waarin het bevat is, dicht smelten. Heeft men dit laatste gedaan, dan zal bij verwarming tot de gewone temperatuur wel een deel in damp overgaan totdat de maximum-spanning bij deze temperatuur bereikt is, maar het grootste deel blijft vloeibaar.

In de meeste gevallen zal men de afkoeling vereenigen met samenpersing om de gewenschte condensatie te verkrijgen. F a r a d a y heeft op zeer vernuftige wijze de samenpersing gemakkelijk weten te bereiken. Om bijv. chloor in den vloeistofstaat te brengen maakte hij gebruik van een stevige omgebogen glazen buis; hierin bracht hij eenige kristallen van chloorhydraat en smolt haar dicht.

Het uiteinde der buis dat de kristallen bevatte, werd in een waterbad verwarmd; het andere einde in een koudmakend mengsel geplaatst. De kristallen ontleedden zich en er werd chloor in den gasvorm ontwikkeld; maar bij voortgezette verwarming ontstond zulk een hoeveelheid chloor, dat

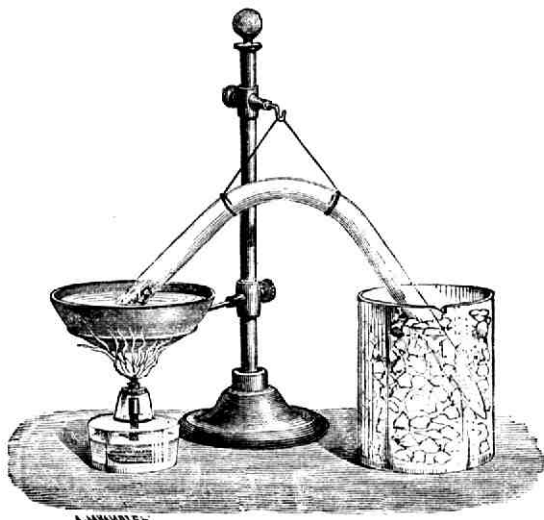


Fig. 157.

de spanning ervan de maximum-spanning bereikte bij de temperatuur van het koudmakend mengsel. Een groene vloeistofmassa vertoonde zich in het afgekoelde gedeelte der buis.

Dezelfde methode is wel toegepast tot het vloeibaar maken van koolzuur. Tegenwoordig bedient men zich hiertoe meestal van een perspomp volgens de inrichting van Natterer. In sommige streken van Duitschland stijgt koolzuur in groote hoeveelheden door spleten uit den bodem op; dit wordt opgevangen en door perspompen in ijzeren cilinders tot vloeibaar koolzuur samengeperst. Dergelijke cilinders met vloeibaar koolzuur zijn in den handel te verkrijgen, en worden tot verschillende doeleinden aangewend.

Laat men uit zulk een cilinder het vloeibare koolzuur in de lucht ontsnappen, dan verdampt dit zeer snel; de temperatuur van het koolzuur daalt hierbij zoodanig, dat het gedeeltelijk vast wordt. Men heeft om de uitstroombingsopening slechts een wollen lap te houden ten einde in korten tijd een ruime hoeveelheid vast koolzuur te verzamelen. Het vaste koolzuur neemt slechts langzaam warmte van de omgeving op; vandaar dat het wel verdampt, maar toch betrekkelijk langzaam. Het doet zich aan ons voor als sneeuw.

Het vaste koolzuur heeft een temperatuur van ongeveer -70° ; vermengt men het met ether, dan krijgt men een koudmakend mengsel van ongeveer -80° ; bevordert men nu, door het mengsel onder de klok van een luchtpomp te brengen, de verdamping, dan daalt de temperatuur nog meer.

In dergelijke mengsels heeft Faraday de meeste gasvormige lichamen, na ze tot aanzienlijke spanning te hebben samengeperst, in den vloeistofstaat kunnen brengen. Alleen waterstof, zuurstof, stikstof, stikstofoxyde en kooloxyde bleven weerstand bieden, en werden daarom permanente gassen genoemd.

Eerst in 1877 gelukte het nagenoeg gelijktijdig aan Pictet en aan Cailletet zuurstof, en daarna de andere permanente gassen vloeibaar te maken.

Wij zullen een beschrijving geven van de pomp, waarvan Cailletet zich hierbij bediende.

Het hoofdbestanddeel is een waterperspomp, waarvan de afvoerbuis in gemeenschap staat met een manometer *D*, die gelegenheid geeft de uitgeoefende drukking per cm^2 . te leeren kennen, en vervolgens met de uitholling *A* in een blok gegoten staal. De uitholling wordt gesloten door een stevigen stop, die

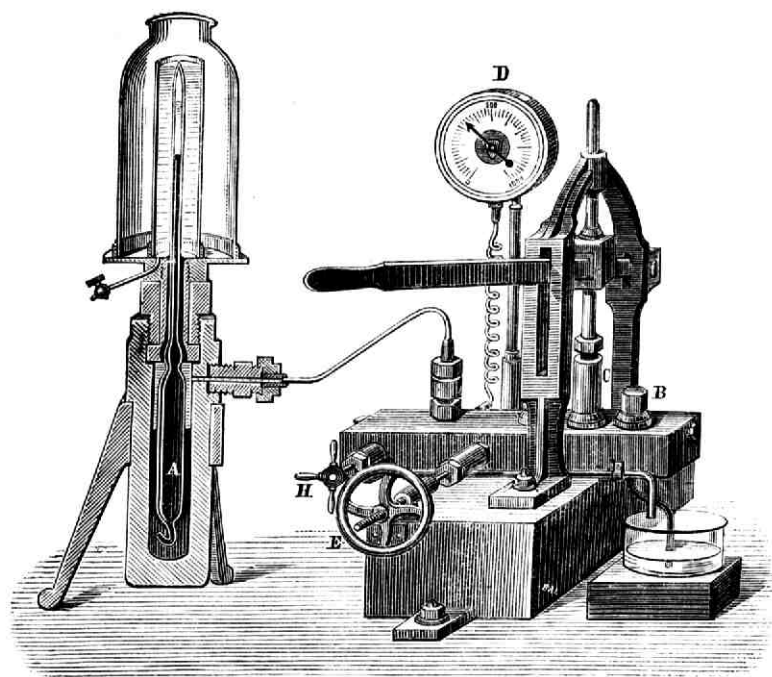


Fig. 158.

er in geschroefd is. In de stop bevindt zich een kanaal, waarin een buis is gekit, die aan het boveneinde zeer nauw is, maar aan het benedeneinde, dat binnen de uitholling is geplaatst, een verwijd gedeelte heeft. Het benedenste gedeelte van de uitholling bevat kwik.

De buis, die in de stop vast gekit is, wordt gevuld met het gas, waarmede men een proef wil doen, en daarna in de uitholling gebracht. Het capillaire gedeelte, dat buiten den toestel uitsteekt, is omgeven door een wijdere buis, gevuld met water of met een koudmakend mengsel. Om deze buis is nog een glazen klok aangebracht ten einde ongelukken te voorkomen, indien de capillaire buis mocht uiteenbarsten.

Men kan nu met behulp van de waterperspomp het opgesloten gasvormig lichaam tot een zeer klein deel van zijn oorspronkelijk volume samenpersen. Wordt dit bezwaarlijk met behulp van den zuiger in C, dan bedient men zich van den zuiger, die door de schroef E in beweging te brengen is.

Door middel van de schroefkraan *H* kan men het water gelegenheid geven weg te vloeien, en hierdoor plotseling de spanning van het gasvormig lichaam doen dalen tot ongeveer 1 atmosfeer.

Is de buis gevuld met koolzuur, dan kan men zeer gemakkelijk dit bij de gewone temperatuur doen overgaan in den vloeistofstaat. Men ziet dan een deel der buis ingenomen door een vloeistofmassa, welke door een duidelijk waarneembaren vloeistofspiegel gescheiden is van het overblijvende gas. Maar wanneer de buis gevuld is met zuurstof, kan men zelfs bij een spanning van 500 atmosferen iets dergelijks niet verkrijgen.

Caillietet liet nu de zuurstof, die een zeer hooge spanning bezat en omgeven was door een koudmakend mengsel, met behulp van de schroefkraan *H* zich plotseling uitzetten. Op dit oogenblik vormde zich binnen de buis een nevel; de zuurstof had zich dus tot kleine vloeistofbolletjes verdicht.

Wij hebben er reeds op gewezen, dat zoo een lichaam onder de drukking van zijn omgeving zich uitzet, het aan die omgeving arbeidsvermogen overdraagt ten koste van zijn eigen arbeidsvermogen. Dit gebeurt ook hier. Als de spanning der samengeperste zuurstof van bijv. 300 atmosferen daalt tot 1 atmosfeer, wordt het volume ongeveer 300 maal zoo groot. De temperatuursverlaging, die hiervan het gevolg is, blijkt zoo aanzienlijk te zijn, dat de zuurstof, die nu nog slechts de spanning van 1 atmosfeer heeft, zich tot vloeistofbolletjes verdicht.

Later hebben Wroblewski en Olzewski de inrichting van Caillietet nog eenigszins gewijzigd. Het capillaire gedeelte der buis werd omgebogen en in een glazen vat gebracht, waarin uit een reservoir vloeibare ethyleen gevoerd werd van ongeveer -100° ; door een luchtpomp werd verkregen dat het ethyleen snel verdampde, waardoor de temperatuur nog ver beneden -100° daalde. Toen bleek het dat de zuurstof ook zonder plotselinge uitzetting vloeibaar gemaakt kan worden. Het gelukte hun aanzienlijke hoeveelheden vloeibaar zuurstof te verkrijgen.

Met behulp van deze vloeibare zuurstof, waarvan de verdamping door pompen bevorderd werd, wist Wroblewski temperaturen in het leven te roepen beneden -200° . Niet alleen dat alle gassen in den vloeistofstaat gebracht konden worden, maar verscheidene, zooals bijv. stikstof, ook in den vasten staat.

140. Kritische temperatuur. Brengt men koolzuur in de glazen buis van den zooeven beschreven toestel, dan kan men het, zooals

reeds gezegd is, bij de gewone temperatuur gemakkelijk in den vloeistofstaat doen overgaan. Het geval is geheel te vergelijken met dat, waarbij men in een ruimte van veranderlijke grootte waterdamp heeft. Vermindert men den inhoud van het vat, dan wordt de spanning van den waterdamp grooter, totdat de maximum-spanning bij de bestaande temperatuur is bereikt; bij voortgezette volumevermindering gaat een deel van den damp in vloeistof over; het vloeibare water neemt het benedenste gedeelte van het vat in, en wordt begrensd door een duidelijk waarneembaren vloeistofspiegel.

Zoo ziet men ook in de capillaire buis het benedenste gedeelte ingenomen door het vloeibare koolzuur; in het bovenste gedeelte bevindt zich gasvormig koolzuur, dat de maximum-spanning heeft bij de bestaande temperatuur.

Maar wanneer men de capillaire buis omgeeft door water van een temperatuur van 31° of meer, dan blijkt het onmogelijk te wezen, hoe ver men de samenpersing ook voortzet, het koolzuur te scheiden in twee deelen, waarvan het eene deel grooter dichtheid heeft dan het andere. Geen vloeistofspiegel wordt waargenomen; door geheel de capillaire buis blijft het koolzuur gelijkmatig verbreid.

Heeft men eerst in een buis koolzuur, dat wel een vloeistofspiegel vertoont en brengt men deze in water, dat allengs verwarmd wordt, dan ziet men hoe de afscheiding tusschen het vloeibare en gasvormige koolzuur minder en minder duidelijk wordt en eindelijk, zoodra de temperatuur van 31° bereikt is, geheel verdwijnt.

Andrews heeft deze temperatuur de kritische temperatuur van koolzuur genoemd.

In het algemeen verstaat men onder de kritische temperatuur van een stof, de temperatuur, beneden welke een hoeveelheid van die stof moet verkeerren, opdat het eene gedeelte ervan een grootere dichtheid kunne hebben dan het overige gedeelte.

Tot opheldering diene nog het volgende. Het volume van 1 gram vloeistof is in den regel kleiner dan het volume van 1 gram verzadigden damp bij dezelfde temperatuur. Bij verhooging van temperatuur neemt het volume van 1 gram vloeistof voortdurend toe; daarentegen, omdat met stijgende temperatuur de spanning van den verzadigden damp snel toeneemt, wordt het volume van 1 gram verzadigden damp kleiner. Er zal dus een temperatuur te bereiken zijn, waarbij het volume van 1 gram vloeistof even

groot is als het volume van 1 gram verzadigden damp. Daar dan de vloeistof en de damp dezelfde soortelijke massa hebben en uit onderling volkomen gelijke moleculen bestaan, zijn zij niet meer van elkander te onderscheiden. Men kan daarom de kritische temperatuur ook noemen de laagste temperatuur waarbij een vloeistof en haar verzadigde damp dezelfde soortelijke massa bezitten.

Is nu het koolzuur, dat bij een temperatuur boven 31° en een spanning bijv. van 80 atmosfeeren een buis gelijkmatig vult, een gasvormig of wel een vloeibaar lichaam?

In § 50 hebben wij als het eigenaardige kenmerk van een vloeibaar lichaam genoemd, dat het een eigen volume heeft, onafhankelijk van het vat, waarin het zich bevindt. Met andere woorden, een vloeibaar lichaam behoeft slechts een deel in te nemen van de ruimte, waarin het is opgesloten. Daarentegen heeft een gasvormig lichaam het eigenaardige, dat het zich gelijkmatig verbreidt door de geheele ruimte, waarin het is geplaatst. Houdt men aan deze kenmerken vast, dan moet men elk lichaam boven de kritische temperatuur beschouwen als een gasvormig lichaam, zelfs al wordt zijn dichtheid van dezelfde grootte als die van verschillende vloeibare lichamen.

Tevens kan men nu een grenslijn trekken tusschen een damp en een gas. Zoo moet koolzuur beneden de temperatuur 31° beschouwd worden als damp, boven 31° als gas.

Dat het zoo lang geduurd heeft, eer men de vroeger permanent genoemde gassen in den vloeistofstaat leerde kennen, hangt samen met hun lage kritische temperatuur.

Hieronder volgt een lijstje van de kritische temperatuur van enkele stoffen, welke intusschen voor het meerendeel slechts bij benadering bekend is.

Waterstof.....	-174°	Zwaveligzuur....	155°
Stikstof.....	-146	Ether.....	190
Kooloxyde.....	-141	Alcohol.....	234
Zuurstof.....	-118	Chloroform.....	260
Koolzuur.....	31	Water.....	370

141. Waterdamp in den dampkring. In den dampkring komt steeds waterdamp in grootere of kleinere hoeveelheid voor. Dit is het gevolg van de dampvorming, die aan de oppervlakte van elke watermassa plaats grijpt. Deze waterdamp draagt bij tot de

drukking, welke een in de buitenlucht geplaatst lichaam ondergaat. Hij heeft dus ook invloed op den barometerstand. Indien de hoeveelheid waterdamp in den dampkring aanwezig, een spanning van f cm. kwik zou hebben als hij alleen was, en indien de barometerstand H cm. is, dan is de spanning, welke de lucht zonder waterdamp zou hebben, $H-f$ cm. kwik.

De spanning van den waterdamp in de lucht kan niet grooter zijn dan de maximum-spanning bij de bestaande temperatuur, in den regel is zij kleiner. Heeft de waterdamp in de lucht de maximum-spanning bij de bestaande temperatuur, zoo noemt men de lucht verzadigd van waterdamp. De geringste temperatuursverlaging (bijv. ten gevolge van vermenging met koudere lucht-massa's) heeft dan condensatie van een deel van den waterdamp ten gevolge; er vormt zich een wolk of een nevel, bestaande uit kleine waterbolletjes, welke in de lucht zweven. Krijgen de waterbolletjes grooter afmetingen, dan treedt het regenen in.

Een der grootheden, die op de metereologische observatoriën dagelijks bepaald worden, is de vochtigheid van de lucht. De vochtigheid van de lucht wordt evenredig gesteld met het quotient van de spanning, die de waterdamp in den dampkring heeft, en van de maximum-spanning bij de bestaande temperatuur. Als eenheid van vochtigheid neemt men aan de vochtigheid van de lucht, die verzadigd is met waterdamp. Indien de spanning van den waterdamp in den dampkring f cm. kwik is, en de maximum-spanning van waterdamp bij de temperatuur der buitenlucht F cm. kwik, dan is de vochtigheid q eenheden, indien

$$q = \frac{f}{F} \dots \dots \dots (1)$$

Het vinden van F levert geen moeilijkheden op; men bepaalt de temperatuur t° der buitenlucht en zoekt in een tafel, gemaakt naar de uitkomsten van Regnault, de maximum-spanning van waterdamp bij t° . Elke toestel, die dient om f te vinden, wordt hygrometer genoemd. Wij zullen alleen den hygrometer beschrijven, die door Daniell uitgedacht en door Regnault verbeterd werd.

Twee glazen buisjes zijn elk met het onder einde bevestigd in een zilveren vingerhoedvormigen dop D met dunnen wand. Beide buisjes worden gedragen door de buis V , welke in een standaard is vastgeklemd. Het linkerbuisje is gesloten door een kurk, waardoor een thermometer steekt. Het rechterbuisje is ook gesloten

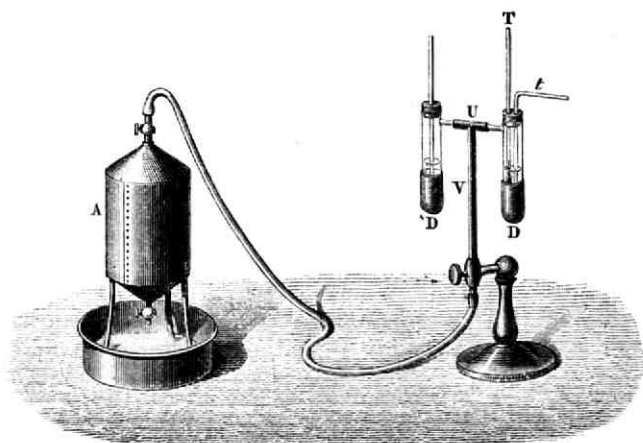


Fig. 159.

door een kurk; door deze kurk gaat een thermometer T en een open buisje l , dat bijna tot den bodem van D reikt. Het rechterbuisje D staat door de buis U in gemeenschap met de buis V ; het linkerbuisje niet. De buis V wordt door een caoutchoucslang verbonden met een aspirator, dat wil zeggen met een blikken bak A die water bevat, hetwelk beneden door een kraan weg kan stroomen. Het rechterbuisje D wordt voor de helft gevuld met ether. Opent men dan de kraan van den aspirator, zoo stroomt een deel van het water uit; de lucht binnen den aspirator vermindert in spanning, evenals de lucht in de buis V en die in het rechterbuisje boven den etherspiegel; de buitenlucht dringt door de buis l tot beneden haar uiteinde, en stijgt in bellen binnen de ethermassa op. Hierdoor wordt de verdamping van den ether bevorderd; een gevolg van deze verdamping is dat de temperatuur van den zilveren dop daalt. Het duurt niet lang of men ziet de gepolijste oppervlakte van dezen dop dof worden. Op dit oogenblik neemt men de temperatuur van de ethermassa waar door middel van den thermometer T ; stel deze t° .

Wat is er gebeurd? De zilveren dop is omgeven door de buitenlucht en dus ook door waterdamp. Bereikt hij een temperatuur iets lager dan die, waarbij de spanning van den waterdamp uit de lucht maximum-spanning is, zoo zal een deel van den waterdamp uit de lucht zich op de zilveren oppervlakte verdichten

tot kleine waterbolletjes; deze maken de oppervlakte dof. Men mag aannemen dat de temperatuur van den dop dezelfde is als die van de ethermassa er binnen. Op het oogenblik, waarop men het eerst den aanslag waarnam, was de temperatuur van den dop t'' ; dus is t'' een temperatuur iets lager dan die, waarbij de spanning van den waterdamp in de lucht maximum-spanning is.

Men sluit nu de kraan van den aspirator; het verdampen van ether houdt dan nagenoeg op. Van de omgeving ontvangen de dop en de ethermassa warmte; hun temperatuur stijgt. Zoodra de temperatuur van den dop iets hooger is geworden dan de temperatuur, waarbij de spanning van den waterdamp in de lucht maximum-spanning is, beginnen de waterbolletjes te verdampen; spoedig is de zilveren oppervlakte weer helder. Op dit oogenblik neemt men opnieuw de temperatuur waar, aangewezen door den thermometer T ; zij deze t'' . Dan is t'' een temperatuur iets hooger dan de temperatuur, waarbij de spanning van den waterdamp in de lucht maximum-spanning is. Wanneer

$\tau = \frac{t' + t''}{2}$, beschouwt men τ als de temperatuur, waarbij de spanning van den waterdamp, die in de lucht gevonden wordt, maximum-spanning is. In de tafels, gemaakt naar de proeven van Regnault, kan men deze maximum-spanning vinden.

Hoe scherper men weet te beoordeelen of de zilveren oppervlakte reeds dof is geworden en of de dofheid reeds verdwenen is, hoe nauwkeuriger de waarde van τ zal zijn. De tweede zilveren dop dient om door vergelijking deze beoordeeling gemakkelijker te maken. De thermometer die hierin is aangebracht, wordt gebruikt voor de bepaling van de temperatuur der buitenlucht, stel t . Door vergelijking (1) vindt men nu de gezochte vochtigheid der lucht, als F cm. kwik de maximum-spanning van waterdamp bij t en f die bij τ is.

Kent men de spanning van den waterdamp in de lucht, dan kan men ook de massa van 1 cm³. der buitenlucht berekenen. Wij nemen aan dat de barometerstand H cm. is, de spanning van den waterdamp f cm. kwik en de temperatuur der lucht t . Dan bestaat 1 cm³. der buitenlucht uit een mengsel van 1 cm³. zuivere lucht van de temperatuur t en de spanning $H - f$ cm. kwik, en van 1 cm³. waterdamp van t en van de spanning f cm. kwik.

De zuivere lucht heeft een massa van $\frac{H-f}{76} \cdot \frac{273}{273+t} \cdot 0,001293$ gram; de waterdamp een massa 0,623 maal zoo groot als de massa van

een even groot volume lucht van dezelfde temperatuur en dezelfde spanning; deze massa is dus $\frac{0,623 f}{76} \frac{273}{273+t} \cdot 0,001293$ gram. Noemt men p de massa van 1 cm³. der buitenlucht onder de bestaande omstandigheden, dan is

$$p = \frac{H-f}{76} \frac{273}{273+t} 0,001293 + \frac{0,623 f}{76} \frac{273}{273+t} 0,001293$$

of

$$p = \frac{H - 0,377 f}{76} \frac{273}{273+t} 0,001293 \dots \dots \dots (2)$$

Voor nauwkeurige massabepalingen door middel van de balans is de kennis van de massa van 1 cm³. der buitenlucht een vereischte (zie § 91).

HOOFDSTUK X.

OVERDRAGING VAN WARMTE.

142. Overdraging van warmte van het eene lichaam op het andere. Wanneer een voorwerp A in aanraking is met het voorwerp B , kan het gebeuren dat A warmte afstaat aan B . Volgens de bepaling van § 106 heeft A dan een hoogere temperatuur dan B . Deze overdraging van warmte wordt verklaard uit het botsen van de moleculen van A tegen de moleculen van B . Volgens onze voorstelling hebben de deeltjes van A een grooter translatorisch arbeidsvermogen van beweging dan de deeltjes van B . Bij de botsing deelen de deeltjes van A van hun translatorisch arbeidsvermogen van beweging mede aan de deeltjes van B . Hierbij daalt de temperatuur van A en stijgt de temperatuur van B .

Wordt een koperen staaf met het eene einde in de gasvlam gehouden, dan geven de deeltjes van de gasvlam aan de moleculen der staaf, waarmede zij in aanraking komen, een vermeerdering

van translatorisch arbeidsvermogen van beweging; deze koperdeeltjes dragen hiervan weer een deel over aan de naastliggende deeltjes; enz. Eindelijk begint ook het andere einde der staaf merkbaar in temperatuur te stijgen.

Doch niet altijd geschiedt de overdraging van warmte van het eene lichaam op het andere op deze wijze. Hangt men een voorwerp van betrekkelijk hooge temperatuur aan een fijnen draad in de buitenlucht, dan koelt het af. Men zou kunnen meenen dat hier de luchtdeeltjes arbeidsvermogen overnemen; maar hetzelfde verschijnsel doet zich voor als het voorwerp in een ruimte gebracht wordt, die nagenoeg luchtledig is, zoodat men niet kan onderstellen dat al het arbeidsvermogen door het lichaam verloren, aan luchtdeeltjes is medegedeeld. Bevindt men zich op eenigen afstand van een gloeiende kachel, dan voelt men de verwarmende werking ervan; men wordt gewaar, dat warmte van de kachel afkomstig ons wordt toegevoerd. Zijn hier de luchtdeeltjes de overbrengers van de warmte? Dit is niet aan te nemen; want oogenblikkelijk nadat men een scherm tusschen het lichaam en de kachel plaatst, houdt voor ons haar verwarmende werking op. In het dagelijksch leven zegt men dat de kachel warmte uitstraalt.

Rumford smolt een thermometer *a* in een glazen bol vast; aan den bol was een buis bevestigd. Vulde hij bol en buis met kwik, zoo kreeg hij in den bol een Torricellisch luchtledig. Door de buis even beneden den bol te verwarmen, kon hij den bol van de buis scheiden zonder dat de buitenlucht er binnentrad. Wanneer hij nu dezen luchtledigen bol in een bak met warm water dompelde, of hem met een gloeiend voorwerp naderde, zag hij oogenblikkelijk den kwikspiegel van den thermometer stijgen. Dit greep zoo snel plaats, dat niet gedacht kon worden aan overdraging van arbeidsvermogen door bemiddeling van de glasdeeltjes en van de nog aanwezige luchtdeeltjes. Evenzoo daalde de thermometer terstond indien een stuk ijs in de nabijheid werd gebracht.

Van de zon ontvangen wij een zeer aanzienlijke hoeveelheid warmte. Hoe geschiedt hier de overdraging? Het is in strijd met tal van



Fig. 160.

verschijnselen aan te nemen dat de dampkring der aarde zich tot de zon uitstrekt. Bovendien al wilde men nog trachten de luchtdeeltjes als overbrengers van deze warmte te beschouwen, men kan dit niet meer doen als men weet, dat onder den invloed van de zon een voorwerp dikwijls een veel hooger temperatuur kan verkrijgen dan de omgevende lucht.

Deze verschijnselen en nog veel andere hebben er toe geleid aan te nemen, dat er nog een andere middenstof bestaat behalve de lucht, wier deeltjes arbeidsvermogen van beweging van het eene lichaam naar het andere kunnen overdragen. Voor de verklaring van de lichtverschijnselen neemt men tegenwoordig algemeen aan het bestaan van een bijzondere middenstof, ether genaamd, waaraan men genoodzaakt is verschillende eigenschappen toe te kennen. Deze ethermassa moet gedacht worden niet alleen de aarde te omgeven, maar zich uit te strekken tot alle plaatsen van waar wij lichtindrukken ontvangen, dat wil zeggen tot de verst verwijderde vaste sterren, welke wij waarnemen. Men stelt zich voor dat de etherdeeltjes uiterst kleine afmetingen hebben in vergelijking met de moleculen en de atomen, waaruit de ons beter bekende lichamen bestaan; afmetingen zoo klein, dat de etherdeeltjes tusschen de moleculen van een gewoon lichaam heen kunnen dringen, zooals luchtdeeltjes door de openingen in een zeef. In sommige opzichten, meent men, heeft de ether eigenschappen overeenkomende met die van een uiterst vrijd gas; maar aan den anderen kant is men verplicht aan te nemen, dat zoo een etherdeeltje *A* een kleine verplaatsing ondergaat, de invloed hiervan zich doet gevoelen op de omliggende etherdeeltjes op een wijze, meer overeenkomende met hetgeen er gebeurt, als men een deeltje van een vast lichaam een verplaatsing geeft.

Door de kleinheid der etherdeeltjes is men niet in staat de massa van een zeker volume ether te bepalen; want men kan geen etherledig verkrijgen. Indien wij niet in staat waren uit een afgesloten ruimte de lucht voor een deel te verwijderen, zouden wij ook niet de massa van 1 cm³. lucht kunnen vinden. Men noemt daarom den ether onweegbaar; dit beteekent niet dat de etherdeeltjes geen gewicht hebben, maar dat men het gewicht ervan niet kan bepalen. Men heeft integendeel grond aan te nemen, dat ook de etherdeeltjes den invloed der zwaartekracht ondervinden en evenzoo den invloed van de aantrekkende werking der moleculen van gewone lichamen; maar men weet het bedrag hiervan niet te meten.

Men noemt de etherdeeltjes wel onweegbare deeltjes en de deeltjes van de gewone lichamen in tegenoverstelling weegbare deeltjes.

Het ligt voor de hand ook den ether te beschouwen als de middenstof, waardoor warmte van het lichaam *A* naar het lichaam *B* overgebracht kan worden, zonder dat *A* en *B* met elkander in aanraking zijn. Deze voorstelling wordt versterkt door tal van verschijnselen, welke wij later bij de behandeling van het licht zullen bespreken. Het zal ons dan blijken dat in het algemeen de weegbare deeltjes van het lichaam *A* van hun arbeidsvermogen van beweging mede kunnen deelen aan de onweegbare deeltjes in hun onmiddellijke nabijheid, dat deze hiervan overdragen aan naastliggende etherdeeltjes, enz. Zoo de etherdeeltjes in de nabijheid van het lichaam *B* hierdoor ook een vermeerdering van arbeidsvermogen van beweging krijgen, kunnen zij het arbeidsvermogen van beweging der weegbare deeltjes van *B* doen toenemen. Is dit lichaam *B* ons oog, dan zal onder omstandigheden die later genoemd worden, door ons een lichtindruk ontvangen worden. Is dit lichaam *B* een ander voorwerp, dan blijkt uit zijn temperatuursverhooging, dat het arbeidsvermogen van beweging zijner deeltjes is toegenomen.

Er is slechts een uiterst klein tijdsverloop noodig voor de overdraging van arbeidsvermogen van beweging van *A* naar *B* door middel van den ether, tenzij *A* en *B* op zeer grooten afstand van elkander gelegen zijn. Indien op een bepaald oogenblik de etherdeeltjes die *A* omgeven, beginnen arbeidsvermogen van beweging van *A* over te nemen, en *B* zich op 1 meter afstand van *A* bevindt, dan zullen $\frac{1}{3,10^8}$ sec. later de weegbare deeltjes van *B* beginnen arbeidsvermogen over te nemen van de etherdeeltjes, die *B* omringen.

Geschiedt de overdraging van warmte van het eene lichaam aan het andere, of van het eene gedeelte van een lichaam aan een ander gedeelte ervan, alleen door botsing tusschen weegbare deeltjes, zoo noemt men deze overdraging geleiding van warmte. Geschiedt de overdraging van warmte van het lichaam *A* op het lichaam *B* door middel van den ether, dan zegt men dat *A* warmte uitstraalt en *B* warmte opslorpt.

143. Geleiding van warmte. Wanneer men een metalen staaf aan het eene einde in de hand houdt en het andere einde in een oven brengt, zal men haar spoedig moeten los laten, wil men

zich niet branden. Een glazen staaf kan men daarentegen aan het eene einde gedurende geruimen tijd verhitten, zonder dat men aan het andere einde een aanzienlijke temperatuursverhooging waarneemt. Men zegt dat de metalen staaf beter de warmte geleidt dan de glazen staaf.

Indien men het uiteinde A van een staaf op een bepaalde temperatuur houdt, stel 100° , door middel van kokend water, en het uiteinde B op een andere temperatuur, stel 0° , door middel van smeltend ijs, dan zal er warmte van A naar B overgedragen worden, of zooals men het ook uitdrukt, dan zal er warmte van A naar B stroomen. Na korteren of langeren tijd zal een zoodanige toestand ontstaan, dat elke laag der staaf evenveel warmte van de voorafgaande laag ontvangt als zij aan de volgende afstaat. Dan heeft elke laag een bepaalde temperatuur gekregen tusschen 100° en 0° , een temperatuur des te hooger, naarmate de laag zich dichter bij A bevindt.

Men heeft ondersteld, dat als deze eindtoestand bereikt is en als door de staaf geen warmte uitgestraald werd noch opgeslorpt, de hoeveelheid warmte, die door elke doorsnede van de staaf per seconde gaat, evenredig zou zijn met het temperatuursverschil tusschen de uiteinden der staaf, omgekeerd evenredig met de lengte en evenredig met de doorsnede der staaf. Indien dus t° de temperatuur van het einde A is en t'° die van het einde B ; indien de staaf een lengte heeft van l cm. en een doorsnede van d cm²., en indien de hoeveelheid warmte, welke na het intreden van den eindtoestand per seconde door elke doorsnede der staaf gaat w calorieën bedraagt, dan zou men hebben:

$$w = f \frac{d(t-t')}{l} \dots\dots\dots (1)$$

Hierin is f het aantal calorieën, die na het bereiken van den eindtoestand door elke doorsnede zou gaan van een staaf, welke een lengte heeft van 1 cm., een doorsnede van 1 cm²., en wier uiteinden een temperatuursverschil hebben van 1 graad. De waarde van f hangt af van de stof, waaruit de staaf bestaat; voor een ijzeren staaf is f veel grooter dan voor een glazen staaf.

Het is niet uitvoerbaar rechtstreeks door proeven de juistheid van vergelijking (1) aan te toonen, omdat de staaf warmte van de omgeving zal opslorpen, of naar de omgeving warmte zal uitstralen. Fourier heeft, uitgaande van de onderstelling dat (1) juist is, een theorie ontwikkeld, waarin ook met deze

uitstraling of opslorping rekening werd gehouden. De uitkomsten van deze theorie konden aan een proefondervindelijk onderzoek onderworpen worden en werden bevonden op een bevredigende wijze met de uitkomsten der proeven overeen te stemmen. Hieruit besluit men tot de juistheid van de opgestelde vergelijking. Een der uitkomsten, die door proeven bevestigd werd, is, dat zoo een zeer lange staaf aan het einde *A* op een standvastige temperatuur gehouden wordt, de temperatuursverschillen tusschen de omgeving en de punten *B*, *C*, *D*, enz. der staaf een meetkundige reeks vormen, indien de afstand van *A* tot *B* gelijk is aan den afstand van *B* tot *C* enz.

Naar de waarde van f voor een bepaalde stof beoordeelt men het geleidingsvermogen der stof. Men stelt dit evenredig met f , en neemt als eenheid van geleidingsvermogen aan het geleidingsvermogen eener stof, waarvoor $f=1$ zou zijn. In het volgende lijstje vindt men de waarden van f voor eenige stoffen, zooals zij voortvloeien uit de proeven van Wiedemann en Franz, indien men de bepaling van Neumann voor koper als juist aanneemt.

Zilver.....	1,505	Tin.....	0,228
Koper.....	1,108	IJzer.....	0,179
Goud.....	0,801	Lood.....	0,128
Geel koper.....	0,349	Platina.....	0,126
Zink.....	0,286	Nieuw-zilver	0,095

Er heerscht omtrent deze getallen intusschen nog veel onzekerheid; zij kunnen slechts langs een grooten omweg bepaald worden. Nog onzekerder zijn de getallen, die men voor vloeistoffen gevonden heeft. Alleen is het gebleken, dat voor vloeistoffen in het algemeen het geleidingsvermogen zeer gering is in vergelijking van dat van metalen.

Indien men een onderzoek wil instellen naar het geleidingsvermogen van vloeibare lichamen, moet men de verwarming van boven aanbrengen en niet van onderen. Verwarmt men een vat met water aan de onderzijde, zoo krijgen de benedenste lagen, die met den verwarmden wand in aanraking zijn, een kleinere dichtheid; er ontstaan stroomingen in de watermassa; de warmere gedeelten worden naar boven gedreven en de koudere gaan naar beneden. Men kan zich hiervan gemakkelijk overtuigen door eenig zaagsel in den bak met water te werpen; de zaagseldeeltjes nemen dan aan de beweging van het water deel. De betrekkelijk snelle verbreiding

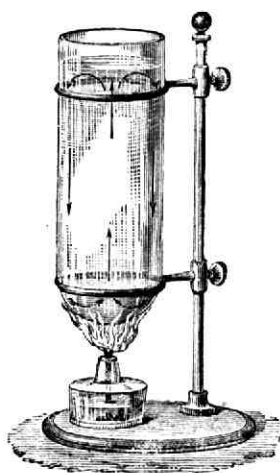


Fig. 161.

van de warmte is in dit geval niet het gevolg van geleiding, maar hiervan, dat de deeltjes die door den wand verwarmd zijn, telkens plaats maken voor minder verwarmde deeltjes. Door geleiding ontvangen de waterdeeltjes warmte van den wand, maar deze warmte voeren de deeltjes met zich naar een ander gedeelte van het lichaam. Men noemt deze wijze van warmteverbreiding *convectie van warmte*.

Wordt een vloeistofmassa van boven verwarmd, dan heeft men geen convectie van warmte te vreezen, en kan alleen door geleiding aan lager gelegen lagen warmte worden medegedeeld.

Men heeft aangetoond dat ook voor vloeibare lichamen vergelijking (1) geldt. Hiertoe bracht Despretz in den zijwand van een houten cilinder thermometers aan op onderling gelijke afstanden. De cilinder werd gevuld met water;

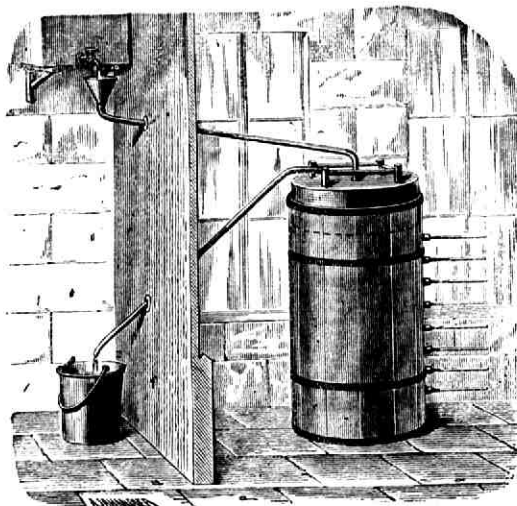


Fig. 162.

in aanraking met den waterspiegel was een metalen doos, waarin warm water van een temperatuur iets lager dan 100° gevoerd werd, dat vervolgens weer wegvloeide. Hij vond dat ten slotte de temperatuursverschillen tusschen de thermometers en de omgeving een meetkundige reeks vormden.

Maar het duurde lang, voordat de eindtoestand bereikt was, ongeveer 30 uren. Wel een bewijs dat het geleidingsvermogen van water gering is.

Wat het geleidingsvermogen van gassen betreft, merken wij alleen op dat het zeer gering is; dit volgt reeds uit de ervaring van het dagelijksch leven, dat voorwerpen die veel lucht bevatten, zooals wollen kleedingstukken, watten, enz., zeer slechte geleiders zijn.

Wij willen nog een enkel verschijnsel bespreken, dat zijn verklaring vindt in het groote geleidingsvermogen van metalen. Wanneer men boven een gasvlam een stuk metaalgaas houdt, dan kan men als het ware de vlam neerdrukken door het stuk metaalgaas lager te brengen. Aan de bovenzijde van het gaas vertoont zich geen vlam, niettegenstaande hier toch nog brandbaar gas gevonden

wordt. Als men de gasvlam uitdraait, daarna het stuk gaas boven den brander houdt en de

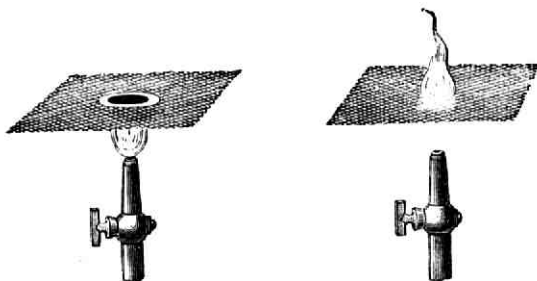


Fig. 163.

kraan weer opent, dan kan men boven het stuk gaas het toestroomende gas ontsteken, zonder dat de vlam door het stuk gaas naar beneden slaat. Niettegenstaande het gaas aan de bovenzijde veel warmte ontvangt van de vlam, wordt deze zoo snel weggeleid, dat aan de onderzijde de temperatuur niet hoog genoeg is om de gasmassa te ontsteken. Een belangrijke toepassing hiervan is de veiligheidslamp van Davy. In de mijngangen komt dikwijls in aanzienlijke hoeveelheid een ontplofbaar gas voor, dat ontbranden zou indien het in aanraking kwam met de vlam van de lamp, die de mijnwerkers behoeven om te kunnen zien. Davy omgaf nu de geheele vlam door een stuk gaas. Hierdoor is het gevaar voor ontploffing verdwenen, indien niet de onvoorzichtigheid begaan wordt de lamp te openen. Dit openen is overbodig,

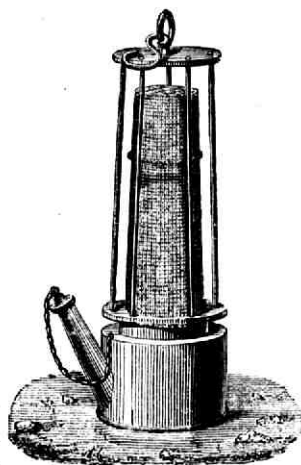


Fig. 164.

daar zoo noodig door een zijbuisje olie kan toegevoegd worden zonder het gazen hulsel weg te nemen.

144. Straling en opslorping. Wanneer een lichaam geplaatst is in een omgeving van lagere temperatuur, straalt het warmte uit. Bij benadering is de hoeveelheid warmte, welke het lichaam per seconde verliest, evenredig met het verschil in temperatuur tusschen het lichaam en zijn omgeving, mits het temperatuursverschil niet boven de 60° stijgt; verder is deze hoeveelheid evenredig met de oppervlakte van het lichaam. Is de temperatuur van het lichaam t° , die van de omgeving t'° , is de oppervlakte van het lichaam d cm²., en is de hoeveelheid warmte per seconde door het lichaam afgegaan w kaloriën, dan heeft men

$$w = f d (t - t') \dots \dots \dots (1)$$

Hierin stelt f het aantal kaloriën voor in 1 seconde uitgestraald door een oppervlakte van 1 cm²., zoo de temperatuur van het lichaam 1 graad hoger is dan die zijner omgeving. De waarde van f hangt af van den aard der uitstralende oppervlakte; naar de waarde van f wordt het uitstralingsvermogen der oppervlakte beoordeeld.

Er zijn slechts weinige proeven genomen tot het bepalen van f voor verschillende oppervlakten, en de uitkomsten van deze zijn nog niet geheel betrouwbaar. Meestal heeft men zich beperkt tot het zoeken van de verhouding tusschen de grootheden f voor verschillende oppervlakten. Van alle onderzochte oppervlakten is de waarde van f voor een roetoppervlakte het grootst gevonden; niet veel kleiner is f voor papier en glas; daarentegen veel geringer voor metaaloppervlakten. Het blijkt verder dat f niet alleen afhangt van den aard der stof, waaruit het beschouwde lichaam bestaat, maar ook van de bewerking waaraan de oppervlakte is onderworpen geweest. Gepolijste metaaloppervlakten vertoonen een kleiner uitstralingsvermogen dan gekraste.

Wanneer een lichaam zich te midden van een omgeving van hooger temperatuur bevindt, slorpt het warmte op. De hoeveelheid warmte, die het per seconde opneemt, is evenredig met het verschil in temperatuur tusschen de omgeving en het lichaam, wanneer dit verschil niet aanzienlijk is, en verder evenredig met de oppervlakte van het lichaam. Is de temperatuur van het lichaam

t° , die der omgeving t'° , is de oppervlakte van het lichaam $d \text{ cm}^2$, en is w caloriën de hoeveelheid warmte per seconde door het lichaam opgenomen, zoo heeft men

$$w = f' d (t' - t) \dots \dots \dots (2)$$

Hierin stelt f' voor het aantal caloriën, dat door een oppervlakte van 1 cm^2 per seconde wordt opgenomen, zoo het verschil in temperatuur tusschen de omgeving en het lichaam 1 graad is. Naar de waarde van f' wordt het opslorplingsvermogen der oppervlakte beoordeeld.

Kirchhoff heeft de wet opgesteld, dat de verhouding tusschen het uitstralingsvermogen en het opslorplingsvermogen, en dus het quotient $\frac{f}{f'}$, voor alle oppervlakten dezelfde waarde heeft.

Verschillende proeven hebben de juistheid van deze wet bewezen. In de eerste plaats blijkt het, dat van alle onderzochte oppervlakten een roetoppervlakte het grootste opslorplingsvermogen bezit, en dat de verhouding tusschen het opslorplingsvermogen van een roetoppervlakte en dat van eenige andere oppervlakte gelijk is aan de verhouding tusschen het uitstralingsvermogen van een roetoppervlakte en dat van diezelfde oppervlakte. Ook het feit dat een lichaam van een zekere temperatuur, geplaatst in een omgeving van diezelfde temperatuur, geen temperatuursverandering ondergaat, spreekt voor de juistheid van de wet van Kirchhoff. Het is toch niet aan te nemen dat de weegbare deeltjes van een lichaam alleen dan van hun arbeidsvermogen van beweging aan de etherdeeltjes afstaan, indien het omgeven wordt door lichamen van lager temperatuur. Veeleer moet men het er voor houden dat de weegbare deeltjes van elk lichaam van hun arbeidsvermogen van beweging overdragen aan de etherdeeltjes, maar ook omgekeerd van de etherdeeltjes arbeidsvermogen van beweging opnemen, afkomstig van de omringende lichamen. Is de winst aan warmte van het lichaam grooter dan het verlies, zoo stijgt zijn temperatuur; blijkens de ervaring gebeurt dit als de omgeving een hoogere temperatuur heeft dan het lichaam. Is de winst aan warmte kleiner dan het verlies, zoo daalt zijn temperatuur; dit heeft plaats als de omgeving een lagere temperatuur heeft dan het lichaam. Is de winst aan warmte juist gelijk aan het verlies, dan blijft de temperatuur onveranderd, wat volgens de ervaring alleen voorkomt, indien de omgeving dezelfde temperatuur heeft als het lichaam. Kirchhoff toonde

aan dat als deze voorstelling juist is, hieruit noodzakelijk de juistheid van zijn wet volgt.

Als een lichaam *A* warmte uitstraalt naar het lichaam *B*, zijn het in vele gevallen de weegbare deeltjes in de onmiddellijke nabijheid van de oppervlakte van *B* gelegen, die het arbeidsvermogen van beweging der etherdeeltjes overnemen. Maar in andere gevallen wordt slechts een deel van het arbeidsvermogen der etherdeeltjes afgestaan aan de weegbare deeltjes van het lichaam *B*, en het overige deel overgedragen aan de etherdeeltjes binnen het lichaam *B*, die het wederom aan de naastliggende etherdeeltjes mededeelen. Wel wordt hierbij telkens iets aan de weegbare deeltjes afgegeven, doch een aanzienlijk gedeelte van het arbeidsvermogen, dat aan de voorzijde het lichaam *B* bereikt, kan aan de achterzijde overgenomen worden door de etherdeeltjes buiten het lichaam *B*. Dan bezit zulk een lichaam *B* de eigenschap, die te vergelijken is met doorschijnendheid voor licht. Een lichaam is doorschijnend als de etherbeweging, die op ons gezichtsorgaan lichtindrukken teweegbrengt, niet door de weegbare deeltjes wordt overgenomen. Wordt de etherbeweging, welke wij niet als licht waar kunnen nemen, niet aan de weegbare deeltjes van het lichaam *B* overgedragen, althans niet geheel, zoo noemt men het lichaam *B* diathermaan. Van alle vaste lichamen die men onderzocht heeft, zijn stukken steenzout het meest diathermaan bevonden. Ook gasvormige lichamen zijn diathermaan, maar als het gasvormige lichaam aanzienlijke afmetingen heeft, wordt toch een merkbaar deel van het arbeidsvermogen van beweging der etherdeeltjes opgeslorpt.

Het lichaam, waarvan wij op aarde de meeste warmte door straling ontvangen, is de zon. Men heeft getracht de hoeveelheid warmte te bepalen, welke in een zeker tijdsverloop door de aarde van de zon wordt opgenomen. Pouillet heeft hiertoe den toestel ingericht, die afgebeeld is in figuur 165 en pyrheliometer genoemd wordt. Hij bestaat uit een zilveren cilindrische doos met dunnen wand; de bovenwand is aan de buitenzijde met een laag roetzwart bedekt; in den benedenwand is een opening, die door een kurk gesloten kan worden. Door deze kurk gaat de steel van een thermometer, waarvan het reservoir binnen de doos gevonden wordt. Verder rusten de kurk en de steel van den thermometer in een koperen buis, waarin twee gleuven zijn, die veroorloven den kwikspiegel binnen de thermometerbuis waar te nemen. Loodrecht op de as van deze koperen buis, en dus evenwijdig met den bovenwand van de zilveren doos, is een

cirkelvormige koperen schijf aangebracht, die een iets grootere middellijn heeft dan de bovenwand der doos. De koperen buis rust in een bus, die aan een standaard geleeed is, zoodat in de eerste plaats de buis met zilveren doos kan rondgedraaid worden om de as der buis, en in de tweede plaats de toestel elken stand kan innemen.

De zilveren doos wordt gevuld met water en dient als calorimeter. Op een helderen dag richt men den bovenwand naar de zon, zoodanig dat de zonnestralen loodrecht op den wand invallen; of dit bereikt is, blijkt uit de schaduw door de doos op de cirkelvormige koperen schijf geworpen; de nog verlicht wordende rand van deze schijf moet overal even breed zijn. Als de juiste stand verkregen is, wordt een scherm tusschen den toestel



Fig. 165.

en de zon gebracht. Men neemt waar welke verandering in temperatuur de calorimeter in 5 minuten ondergaat, indien hij door het scherm tegen den invloed der zon beschut wordt; laat ons aannemen dat hij dan t_1 graden daalt. Vervolgens laat men hem 5 minuten onder den invloed van de straling der zon, terwijl men door draaiing van den calorimeter zorgt voor voldoende vermenging van het water; de temperatuur neemt dan T graden toe. Daarna plaatst men het scherm weer tusschen den toestel en de zon, en vindt dat in de volgende 5 minuten de temperatuur van den calorimeter t_2 graden daalt. Dan is bij benadering de temperatuursverhooging, welke de calorimeter ten gevolge van de straling der zon ondergaan zou hebben, zoo hij geen warmte aan de omgeving had afgestaan, $T + \frac{t_1 + t_2}{2}$ graden.

Is de waterwaarde van den calorimeter W gram, zoo heeft hij in 5 minuten van de zon ontvangen $W \left(T + \frac{t_1 + t_2}{2} \right)$ caloriën; is de straal van de cilindrische doos r cm. en dus de oppervlakte van den bovenwand πr^2 cm²., zoo kan men vinden welke hoeveelheid warmte per seconde door een oppervlakte van 1 cm². ontvangen wordt van de zon, indien de zonnestralen loodrecht op de

oppervlakte invallen. Wel is de verkregen uitkomst iets te klein, omdat niet al het arbeidsvermogen van beweging der etherdeeltjes door de met roetzwart bedekte oppervlakte wordt overgenomen; een deel wordt zooals men het noemt teruggekaatst; maar dit deel is gering.

Het bleek Pouillet dat de hoeveelheid warmte per seconde opgenomen niet altijd even groot was en des te kleiner, naarmate zich tusschen den toestel en de zon een dikkere luchtlaag bevond, klaarblijkelijk een gevolg van de opslorping door den dampkring. Hij wist intusschen, door na te gaan hoeveel warmte opgenomen werd als de luchtlagen verschillende dikten hadden, een waarde te vinden voor de hoeveelheid warmte die 1 cm^2 van een met roetzwart bedekte oppervlakte bij loodrechte bestraling van de zon per seconde zou opnemen, indien de dampkring in het geheel geen warmte opslorpte; hij vond hiervoor 0,02939 calorïën.

In lateren tijd zijn door Violle onderzoeken ingesteld met een toestel die nauwkeuriger bepalingen toeliet. Zijn uitkomsten verschillen aanmerkelijk met die van Pouillet; voor de hoeveelheid warmte per cm^2 onder bovengenoemde omstandigheden vond hij 0,04233 calorïën. Neemt men deze uitkomst als juist aan, dan zou de hoeveelheid warmte, welke de aarde in een jaar door straling van de zon ontvangt, voldoende zijn om een de aarde omgevende ijskorst van ongeveer 46 meter dikte te doen smelten. Volgens Langley is de hoeveelheid ontvangen warmte nog grooter.

Een deel van het arbeidsvermogen dat de aarde van de zon ontvangt, wordt in arbeidsvermogen van plaats omgezet; dit heeft plaats bij scheikundige werkingen, welke onder den invloed van de bestraling der zon intreden en bij verdamping van water. Het andere deel, dat als arbeidsvermogen van beweging blijft bestaan, wordt door de aarde weder meerendeels door uitstraling verloren. Indien niet dit verlies telkens door de ontvangst van nieuw arbeidsvermogen werd vergoed, zou spoedig de aarde voor ons onbewoonbaar zijn.

De luchtdeeltjes nemen betrekkelijk weinig van het arbeidsvermogen van beweging der etherdeeltjes rechtstreeks over; zij ontvangen meer door bemiddeling van de aardoppervlakte. Deze stijgt door opslorping van zonnewarmte in temperatuur; door convection wordt deze warmte in den dampkring verbreid. Hiermede hangt samen dat de temperatuur van den dampkring in de nabijheid der aardoppervlakte hooger is dan die der meer

verwijderde lagen; bovendien is gemiddeld de temperatuur van den dampkring het hoogst daar waar per vierk. cent. de aardoppervlakte de meeste warmte opslorpt.

HOOFDSTUK XI.

MECHANISCHE THEORIE DER WARMTE.

145. **Hypothesen omtrent den aard der warmte.** Ter verklaring van de warmteverschijnselen heeft men achtereenvolgens twee hypothesen gesteld. Volgens de eerste hypothese, die vroeger algemeen werd aangenomen, is warmte een eigenaardige stof, die met de lichamen vermengd is. Men moet dan aannemen dat geen voor ons verkrijgbare hoeveelheid van die stof een meetbare massa heeft, want tot welke temperatuur men een lichaam verhit, de balans toont geen massavermeerdering van het lichaam aan. Men moet dan aannemen dat bij verwarming de warmtedeeltjes zich dringen tusschen de moleculen en hierdoor de waargenomen volumevermeerdering veroorzaken. Een deel dezer warmtedeeltjes zou zich dan met de moleculen moeten verbinden en latent worden, want er is veel meer warmte noodig om 1 gram water van 0° tot 1° te verwarmen dan om 1 gram kwik die temperatuursverhooging te geven; dit verschil zou alleen hierin kunnen gelegen zijn, dat meer warmtedeeltjes zich met waterdeeltjes verbinden en onmerkbaar worden naar buiten, dan met kwikdeeltjes. Het aantal vrije warmtedeeltjes per kub. cent. zou dan de temperatuur van een lichaam bepalen. In sterke mate zou dan de verbinding tusschen warmtedeeltjes en moleculen moeten plaats grijpen bij den overgang uit den vasten in den vloeibaren, of bij den overgang van den vloeibaren in den gasvormigen aggregaatstoestand. En toch is de massa van den waterdamp, welken men van 1 gram water krijgt, niet meer dan 1 gram.

De verklaring, welke men van de genoemde verschijnselen geeft indien men de tweede hypothese aanvaardt, volgens welke de warmteverschijnselen veroorzaakt worden door de beweging van de moleculen der lichamen, is veel meer bevredigend. Maar

beslissend voor de keuze tusschen de beide hypothesen is de bestudeering van de wijzen, waarop men de temperatuur van een lichaam kan doen stijgen. In de meeste gevallen plaatst men het hiertoe in een omgeving van hoogere temperatuur, die verkregen wordt door scheikundige werking, bijv. door het verbranden van een stuk koolstof. Het verbranden van een stuk koolstof bestaat in het optreden van een scheikundige verbinding tusschen de koolstofdeeltjes en zuurstofdeeltjes, waarbij koolzuur gevormd wordt. Neemt men de tweede hypothese aan, dan heeft men hierbij omzetting van arbeidsvermogen van plaats in arbeidsvermogen van beweging; de zuurstofdeeltjes en de koolstofdeeltjes trekken elkander aan; hun arbeidsvermogen van plaats vermindert dus als zij zich vereenigen; bij het naar elkander vallen wordt hun snelheid en dus hun arbeidsvermogen van beweging grooter, zoodat de temperatuur der gevormde koolzuurmassa zeer hoog is. Volgens de eerste hypothese zijn met de koolstofmoleculen evenals met de zuurstofmoleculen warmtedeeftjes verbonden, die voor een deel vrij worden als een koolzuurmolecule ontstaat, en aan het gevormde koolzuur de hooge temperatuur geven.

Een dergelijke verklaring is echter niet te geven van de volgende verschijnselen. Wrijft men een koperen knoop over een wollen doek, dan kan de temperatuur van den knoop boven 100° stijgen. Altijd als wrijving overwonnen wordt, stijgt de temperatuur van beide lichamen; uit de ervaring van het dagelijksch leven zijn verschillende voorbeelden hiervan aan te halen. Wij noemen slechts het warm loopen van wagenassen, zoo zij niet behoorlijk gesmeerd zijn; het ontsteken van lucifers, enz. De volgende proef van Tyndall geeft nog een duidelijk voorbeeld. Een koperen buis, van onderen gesloten, is draaibaar om een as; een koord zonder einde loopt om deze as en om een rad dat rondgedraaid kan worden. Men brengt in de koperen buis eenig water en sluit haar met een kurk af; omklemt men haar dan met een houten klem en houdt men het rad gedurende eenigen tijd in beweging, zoo vliegt de kurk ten slotte van de buis af. Er is zooveel warmte aan het water medegedeeld, dat het bijna de temperatuur van het kookpunt heeft bereikt. Ook als een stuk metaal gehamerd wordt stijgt het in temperatuur; in het algemeen gaat elke mechanische bewerking van een voorwerp met temperatuursverhooging gepaard. Nog zij vermeld, dat een gasvormig lichaam niet samengeperst kan worden zonder in temperatuur te stijgen, en zich niet onder overwinning van tegenstand kan

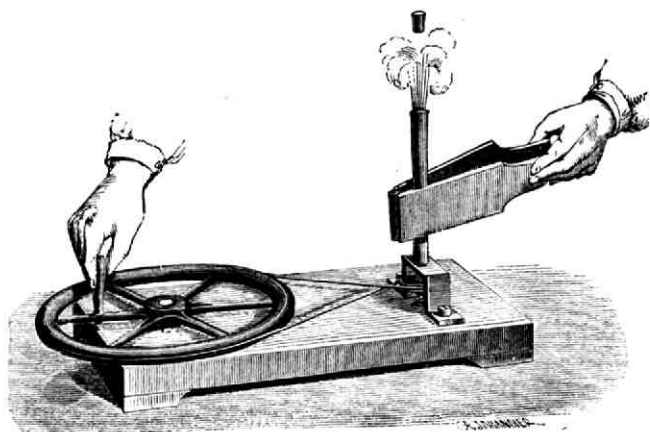


Fig. 166.

uitzetten zonder in temperatuur te dalen. Bevestigt men aan den onderkant van den zuiger uit den toestel afgebeeld in figuur 83 (bladz. 169) een stukje droog zwam en perst men den zuiger snel zoo diep mogelijk in de buis, dan zal, als men den zuiger dadelijk uit de buis trekt, het stukje zwam brandende zijn. De temperatuur, welke de samengeperste luchtmasa kreeg, was hoog genoeg om het stukje zwam aan te steken; men noemt hierom den toestel van figuur 83 wel vuurpomp. Wanneer men door middel van de luchtpomp een deel der lucht uit een glazen ontvanger verwijderd, ziet men gewoonlijk in den ontvanger een nevel ontstaan. Bij de uitzetting van de luchtmasa in den ontvanger daalt de temperatuur zoover, dat een deel van den aanwezigen waterdamp gecondenseerd wordt en een nevel vormt.

Al deze verschijnselen, en wij zouden nog vele andere kunnen noemen, zijn bij de voorstelling dat warmte een eigenaardige stof is, alleen te verklaren door aan te nemen dat men een hoeveelheid van deze stof kan doen ontstaan en kan doen vergaan. Dit strijdt zoozeer met onze voorstelling omtrent het wezen der stof, dat niemand er aan denkt deze verklaring te aanvaarden. Zeer eenvoudig wordt van de meeste dezer verschijnselen de verklaring, als men aanneemt dat de warmteverschijnselen door de beweging der moleculen veroorzaakt worden. Indien bijv. een stuk koper gehamerd wordt, valt telkens de hamer van een zekere hoogte op het koper. Bij dit vallen vermindert het arbeidsvermogen van plaats van den hamer, zijn arbeidsvermogen

van beweging neemt toe; maar zoodra het stuk koper bereikt is komt de hamer in rust; zijn arbeidsvermogen van beweging is nu overgegaan op de moleculen van het stuk koper en op de moleculen van den hamer. Wel is het niet gemakkelijk in alle bijzonderheden na te gaan hoe deze overdraging geschiedt, maar eene globale voorstelling kan men er zich wel van maken. Wordt de hamer opnieuw door ons opgetild, dan vermeerderen wij wederom zijn arbeidsvermogen van plaats; dit geschiedt ten koste van arbeidsvermogen, dat binnen ons lichaam verdwijnt.

Bij het overwinnen van wrijving tusschen twee lichamen worden de uitstekende deeltjes van het eene lichaam gedwongen uit te wijken voor die van het andere; zij geraken hierbij in sterkere beweging; de temperatuur van de beide lichamen stijgt.

Ook de temperatuursverhooging, die een gasvormig lichaam bij samenpersing verkrijgt, is gemakkelijk te verklaren. Is s de ontbindingssnelheid van een gasdeeltje in de asrichting der buis en naar den zuiger toe, en is s' de snelheid waarmede de zuiger zich verplaatst, dan is die ontbindingssnelheid ten opzichte van den zuiger $s + s'$. Na de botsing is de ontbindingssnelheid van het deeltje ten opzichte van den zuiger wederom $s + s'$ maar ten opzichte van den buiswand $s + 2s'$; zijn snelheid is dus toegenomen; en daar dit van ieder botsend deeltje geldt, zal de temperatuur van het geheele gasvormig lichaam gestegen zijn. Met geringe wijziging der redeneering kan men nu ook verklaren dat de temperatuur van een gasvormig lichaam daalt, zoo het zich uitzet.

146 Bepaling van het mechanisch aequivalent der warmte-eenheid. Indien warmte niets anders is dan arbeidsvermogen der moleculen, zoo moet met een bepaalde hoeveelheid warmte ook een bepaalde hoeveelheid arbeidsvermogen gelijkwaardig zijn. Verkrijgt men dus warmte door opoffering van arbeidsvermogen, dan moet bij opoffering van een bepaalde hoeveelheid arbeidsvermogen onder verschillende omstandigheden ook telkens een zelfde hoeveelheid warmte voor den dag komen.

De uitvoerigste en nauwkeurigste proeven hieromtrent zijn door Joule genomen. Een enkele van zijn proeven zullen wij nader bespreken. Een koperen bak was geheel gesloten; slechts twee openingen bevonden zich in den bovenwand, de eene om een thermometer binnen den bak te brengen, de andere om een koperen as door te laten. Aan deze as, die met een kegelvormige

tap in een tappen op den bodem van den bak rustte, waren binnen den bak acht vleugels verbonden. Buiten den bak was op de koperen as een houten cilinder bevestigd door middel van een stift; nam men deze stift weg, dan waren as en cilinder van elkander gescheiden. Om den cilinder was een koord gewonden, waarvan het eene einde aan den cilinder vastgemaakt was, terwijl het andere einde over een katrol liep en een gewicht droeg. Door een kruk kon men den cilinder doen draaien. De toestel afgebeeld in fig.

167 is niet geheel dezelfde als die welke Joule gebruikte; het verschil bestaat hoofdzakelijk hierin, dat door Joule nog een tweede koord in tegenovergestelden zin om den cilinder was gewonden, dat over een tweede

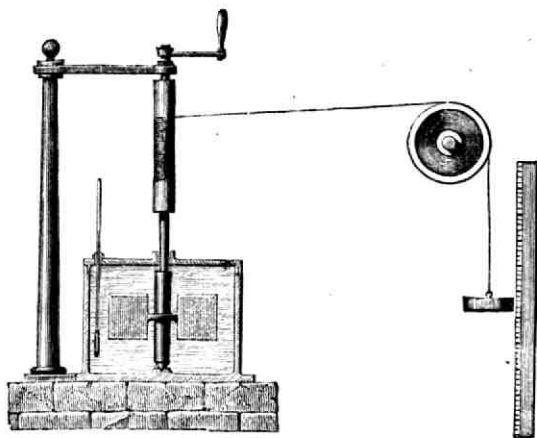


Fig. 167.

andere zijde van den toestel liep, en waaraan ook een gewicht hing. Wij zullen de proef beschrijven alsof aan den toestel van fig. 167 nog een tweede koord met gewicht was aangebracht. De gewichten konden zich bewegen langs verticaal gestelde latten, zoodat men in staat was te bepalen over welken afstand de gewichten zich verplaatst hadden.

In den koperen bak werd water gebracht; hij diende als calorimeter. De waterwaarde ervan werd van te voren bepaald, stel W gram. Terwijl de cilinder niet aan de as bevestigd was, wond men de koorden en hiermede de gewichten op, totdat de gewichten tegenover een bepaalde streep van de verdeelde latten geplaatst waren. Dan verbond men cilinder en as door de genoemde stift en liet de gewichten aan zich zelve over. De gewichten daalden en de as kwam in beweging; maar dit ging gepaard met overwinning van wrijving. De vleugels konden zich niet bewegen zonder een deel van het water mede te voeren; hierbij moest wrijving overwonnen worden tusschen de eene

waterlaag en de andere en tusschen de watermassa en den wand van den calorimeter; bovendien nog wrijving van de assen der katrollen en de tegenstand, die het gevolg was van de stramheid der koorden.

Intusschen steeg de temperatuur van den calorimeter. Als de gewichten den grond bereikt hadden, verbrak men de verbinding tusschen cilinder en as en werden de gewichten tot hun vroegeren stand opgewonden. Opnieuw verbond men dan cilinder en as met elkander en liet de gewichten aan zich zelve over. Dit herhaalde Joule 20 malen achtereen; de temperatuur van den calorimeter was dan merkbaar gestegen.

Natuurlijk werd rekening gehouden met de hoeveelheid warmte, die de calorimeter gedurende de proef aan de omgeving afstond of van de omgeving opnam. Laat ons aannemen, dat de aanvangstemperatuur van den calorimeter t° was, en dat de eindtemperatuur t'° zou geweest zijn, indien de calorimeter noch warmte aan de omgeving had afgestaan noch warmte er van had ontvangen. Dan is de hoeveelheid warmte, die de calorimeter ten gevolge van de overwonnen wrijving had opgenomen W ($t' - t$) calorïën.

Wanneer de gewichten daalden verloren zij arbeidsvermogen van plaats; was de massa van de beide gewichten te zamen m gram en verplaatsten zij zich over een afstand van l cm. in de richting der zwaartekracht, dan verloren zij mgl ergisten arbeidsvermogen van plaats. Waren de lichamen vrij gevallen, dan zouden zij een zoodanige snelheid gekregen hebben, dat zij evenveel aan arbeidsvermogen van beweging gewonnen hadden. Maar nu zij van het koord een tegenstand ondervonden ten gevolge van de wrijving binnen en buiten den calorimeter, kwamen zij niet met een snelheid $\sqrt{2gl}$, maar slechts met een snelheid bijv. s op den grond. De waarde van s werd door Joule geschat. Terwijl de vallende lichamen bij elke nederdaling mgl ergisten aan arbeidsvermogen van plaats verloren, wonnen zij slechts $\frac{ms^2}{2}$ ergisten aan arbeidsvermogen van beweging. Het arbeidsvermogen, dat door de vallende lichamen ten gevolge van het overwinnen van wrijving verloren werd, bedroeg dus bij elke nederdaling $mgl - \frac{1}{2}ms^2$ ergisten. Om deze uitdrukking in beteren vorm te brengen, berekende Joule over welken afstand een lichaam vrij moet vallen om een snelheid s te krijgen; is deze afstand a cm., zoo

kan men a vinden uit de vergelijking $s = \sqrt{2ga}$. Dan wordt $\frac{1}{2}ms^2 = mga$ en het arbeidsvermogen bij elke nederdaling door de vallende lichamen verloren, $mg(l-a)$ ergisten. Indien nu alle wrijving overwonnen was binnen den calorimeter, zou een verlies van $20 mg(l-a)$ ergisten overeen moeten komen met een winst van $W(t'-t)$ calorieën. Maar er was ook wrijving buiten den calorimeter overwonnen. Ter bepaling hiervan ging Joule op de volgende wijze te werk. Om een houten cilinder, die geheel dezelfde afmetingen had als de houten cilinder van den toestel, werden de koorden in denzelfden zin gewonden, zoodat als het eene gewicht daalde het andere steeg. Hij bepaalde nu de massa van het overwicht, dat hij op een der gewichten leggen moest om een begin van beweging te verkrijgen. Was deze massa m' gram, dan was bij benadering het arbeidsvermogen, hetwelk bij de proef gedurende elke nederdaling besteed was tot het overwinnen van de wrijving buiten den calorimeter, $m'g(l-a)$ ergisten. Tot het overwinnen van de wrijving binnen den calorimeter was dus een arbeidsvermogen van $20(m-m')g(l-a)$ ergisten verbruikt. Joule kreeg dus tot uitkomst dat $20(m-m')g(l-a)$ ergisten gelijkwaardig zijn met $W(t'-t)$ calorieën, en dus dat 1 calorie gelijkwaardig is met E ergisten als

$$E = \frac{20(m-m')g(l-a)}{W(t'-t)}$$

Als uitkomst van een reeks van proeven met dezen toestel vond Joule $E = 4,166 \times 10^7$, dat wil zeggen, hij vond dat 1 calorie gelijkwaardig is met 41660000 ergisten.

Gebruikt men als eenheid van warmtehoeveelheid de groote calorie (zie § 118) en als eenheid van arbeidsvermogen de statische eenheid (zie § 30), dan is 1 groote calorie gelijkwaardig met 424,7 statische eenheden van arbeidsvermogen.

Joule wijzigde nu zijn methode; hij gebruikte een kwik-calorimeter en bracht hierbinnen een ijzeren as met ijzeren vleugels in beweging. Vervolgens liet hij twee stukken ijzer in een calorimeter over elkander schuren. Bij al deze proeven en nog vele andere kreeg hij nagenoeg dezelfde waarde voor 1 calorie. Het is waar dat er tusschen de uitkomsten van de verschillende proeven een klein verschil bestaat, maar dit is te verklaren uit de onvermijdelijke fouten, waaraan elke waarneming onderhevig is. Andere natuurkundigen, zooals Hirn en Violle hebben langs geheel

andere wegen voor E een getal gevonden, dat weinig afwijkt van de uitkomsten van Joule. Al kent men dus de waarde van E nog niet met de nauwkeurigheid welke men zou wenschen, ongetwijfeld is de volgende wet juist: elke hoeveelheid warmte is gelijkwaardig met een bepaalde hoeveelheid arbeidsvermogen.

Men noemt E ergisten het mechanisch aequivalent der warmte-eenheid. In 1878 heeft Joule als een verbeterde waarde van E gegeven $4,16 \times 10^7$. Bij benadering zal men, in verband met de grootere waarden door andere natuurkundigen gevonden, 1 calorie gelijkwaardig mogen stellen met 42×10^6 ergisten.

147. **Behoud van arbeidsvermogen.** Nauw verbonden met de ontwikkelde voorstelling omtrent het wezen der warmte, is de wet van het behoud van arbeidsvermogen. De eerste, die deze wet duidelijk uitsprak, al waren ook zijn voorstellingen omtrent het wezen der warmte niet in overeenstemming met de tegenwoordige, was Mayer (1814—1878). In § 48 hebben wij haar in dezen vorm gebracht: welke verschijnselen ook optreden in een beperkt stelsel, men kan steeds een omgeving aanwijzen ten opzichte waarvan de som van de hoeveelheden arbeidsvermogen der samenstellende deelen onveranderd blijft. In de gevallen, waarmede men in de natuurkunde zich gewoonlijk bezig houdt, is deze omgeving eenvoudig de aarde en behoeft niet telkens vermeld te worden.

Deze wet zou men niet als juist kunnen beschouwen, indien men vasthield aan de meening dat warmte een stof was; dan zou men tal van gevallen kunnen opnoemen, waarin arbeidsvermogen verloren ging. Als voorbeeld denke men aan een steen, die vrij valt. Zijn arbeidsvermogen van plaats wordt kleiner; daarentegen neemt zijn arbeidsvermogen van beweging toe. Maar als hij den grond bereikt heeft, is hij spoedig in rust. Hij heeft zijn arbeidsvermogen van plaats niet teruggekregen en zijn arbeidsvermogen van beweging is verloren gegaan. Doch nu leert de ervaring dat er warmte ontwikkeld is; in deze warmte vindt men het verloren arbeidsvermogen weder.

Welke gevallen zich ook voordoen, waarbij schijnbaar arbeidsvermogen verloren of gewonnen wordt, bij nader onderzoek is men steeds tot de overtuiging gekomen dat dit niet plaats heeft, en dat arbeidsvermogen van het eene lichaam op het andere overgedragen wordt, al weet men dikwijls weinig van de wijze waarop de overdraging geschiedt. Een enkel geval willen wij

nog bespreken. Bij de proef met den toestel afgebeeld in fig. 166 wordt aan het water warmte en dus arbeidsvermogen toegevoegd. Van waar is dit afkomstig? Hier wordt arbeidsvermogen uit het lichaam van de persoon, die het rad in beweging houdt, naar het water overgedragen. Het is gebleken dat in het menschelijk lichaam scheikundige verbindingen tot stand komen, waardoor arbeidsvermogen van plaats verloren gaat en warmte wordt ontwikkeld, evenals dit gebeurt bij scheikundige werkingen buiten het menschelijk lichaam. Door de voedingsstoffen wordt voortdurend aan het lichaam arbeidsvermogen toegevoerd, dat verloren wordt door uitstraling van warmte, door dampvorming aan de oppervlakte van het lichaam en door het overwinnen van tegenstand. Natuurlijk is het arbeidsvermogen van plaats, dat binnen het menschelijk lichaam bij de stofwisseling verloren gaat, niet nauwkeurig te meten; evenmin is de bepaling van de warmte, die het lichaam verliest door straling en dampvorming, gemakkelijk. Maar het feit dat de temperatuur van het lichaam bij aanzienlijke lichamelijke inspanning zonder gebruik van voedsel merkbaar daalt, in verband met de uitkomsten van tal van proeven, die hier niet kunnen beschreven worden, geeft het recht tot de bewering, dat ook niet door middel van het menschelijk lichaam eenig arbeidsvermogen verloren of gewonnen wordt.

De wet van het behoud van arbeidsvermogen stelt in staat op eenvoudige wijze het mechanisch aequivalent der warmte-eenheid bij benadering te vinden. Om 1 gram lucht van 0° tot 1° te verwarmen bij constante spanning (stel deze H cm. kwik) heeft men noodig (zie § 121) 0,23751 caloriën. Om 1 gram lucht van 0° tot 1° te verwarmen bij constant volume heeft men 0,23751

$\frac{1,41}{1,41} = 0,16845$ caloriën noodig. In het eerste geval wordt arbeidsvermogen aan de omgeving medegedeeld; in het tweede geval niet. Het volume van 1 gram lucht bij 0° en H cm. kwik is

$\frac{1}{0,001293} \cdot \frac{76}{H} \text{ cm}^3$. Stellen wij den uitzettingscoëfficiënt van lucht $\frac{1}{273}$, zoo bedraagt de volumevermeerdering van 1 gram lucht bij verwarming van 0° tot 1° onder constante spanning $\frac{1}{0,001293} \cdot \frac{76}{H} \cdot \frac{1}{273} \text{ cm}^3$.

Daar de spanning der luchtmasa H cm. kwik bedraagt, is de drukking per cm^2 , die zij in elk punt van haar oppervlakte ondergaat, $H \times 13,596 \times 981$ dynamen. Volgens § 122 heeft de

omgeving dus aan arbeidsvermogen gewonnen $\frac{13,596 \times 981}{0,001293} \frac{76}{273}$ ergisten. Mag men nu aannemen dat de luchtdeeltjes geen merkbare aantrekkende werking op elkander uitoefenen, zoodat bij volumevermeerdering het arbeidsvermogen van plaats der luchtdeeltjes niet merkbaar grooter wordt, dan moet een hoeveelheid warmte van 0,06906 caloriën gelijkwaardig zijn met de hoeveelheid gewonnen arbeidsvermogen. Men krijgt dan dat 1 calorie gelijk is aan $\frac{13,596 \times 981}{0,06906 \times 0,001293} \frac{76}{273}$ of aan $4,158 \times 10^7$ ergisten. Toch verdient een meer rechtstreeksche bepaling de voorkeur, omdat wellicht de aantrekkende werking tusschen de luchtdeeltjes niet geheel nul is, waardoor de gevonden waarde voor het mechanisch aequivalent der warmte-eenheid te klein zou zijn.

148. De hoofdwetten der mechanische warmtetheorie. De theorie van de warmteverschijnselen, welke uitgaat van de meening dat warmte een vorm van arbeidsvermogen is en welke de juistheid van de wet van het behoud van arbeidsvermogen voorop stelt, noemt men de mechanische warmtetheorie.

Dat elke hoeveelheid warmte gelijkwaardig is met een bepaalde hoeveelheid arbeidsvermogen is de inhoud van de zoogenaamde eerste hoofdwet der mechanische warmtetheorie. Wij hebben in de drie vorige paragrafen deze wet uitvoerig besproken en behoeven er dus niet op terug te komen.

Er is echter nog een wet, de zoogenaamde tweede hoofdwet der mechanische warmtetheorie, die ook zeer belangrijk is en van talrijke verschijnselen de verklaring geeft.

Op drie wijzen kan een lichaam arbeidsvermogen verliezen: 1°. door geleiding, bij aanraking met lichamen van lagere temperatuur; 2°. door uitstraling, indien het geplaatst is in een omgeving van lagere temperatuur; 3°. door overdraging van arbeidsvermogen aan zijn omgeving, indien het van zijn omgeving een drukking ondergaat en zijn volume toeneemt.

Omgekeerd kan een lichaam op drie wijzen, geheel overeenkomende met de juist genoemde, arbeidsvermogen winnen.

Op het overdragen van arbeidsvermogen aan de omgeving wenschen wij in het bijzonder de aandacht te vestigen. Dit geschiedt alleen, wanneer het lichaam zich uitzet en hierbij tegenstand wordt overwonnen. Evenzoo neemt het lichaam alleen dan arbeidsvermogen van zijn omgeving over, wanneer het inkrimpt en de omgeving tegenstand van het lichaam overwint.

Dat de nadere beschouwing hiervan belangrijk is, volgt wel reeds hieruit, dat men bijv. met een stoommachine beoogt tegenstand te overwinnen ten koste van warmte. Het is wenschelijk na te gaan onder welke omstandigheden men de grootst mogelijke hoeveelheid warmte tot dat doeleinde nuttig besteedt.

In de stoommachine bedient men zich van water, dat tot verdamping wordt gebracht en hierbij een zeer aanzienlijke volumevermeerdering ondergaat. Maar theoretisch zou men ook een stuk ijzer of een gasvormig lichaam kunnen aanwenden, dat bij verhooging van temperatuur zich uitzet onder overwinning van tegenstand.

Indien eenmaal een lichaam zich onder overwinning van tegenstand heeft uitgezet en men het opnieuw voor dat doel wil gebruiken, moet men zorgen dat het weer inkrimpt. Men kan het toch niet zich in het onbepaalde laten uitzetten, en men moet het dus in zijn oorspronkelijken toestand doen terugkeeren om het herhaaldelijk hetzelfde proces te doen doorloopen. Het geheel van de toestanden, waarin het achtereenvolgens verkeert, noemt men dan een kringproces.

Bovendien is het duidelijk dat men het lichaam moet laten inkrimpen onder omstandigheden verschillende van die, waaronder het zich uitzet, zoodat het bij het uitzetten meer arbeidsvermogen aan de omgeving overdraagt dan het bij het inkrimpen van de omgeving opneemt. Anders zou ten slotte niets verbruikt kunnen zijn tot het overwinnen van tegenstand.

Nu heeft Carnot zich een kringproces van bijzonderen aard gedacht, dat wel niet practisch uitvoerbaar is, maar dat toch uitstekend geschikt is inzicht te geven in de omstandigheden, welke van invloed zijn op het bedrag der nuttig bestede warmte.

Carnot stelt zich een gasvormig lichaam voor opgesloten in een cilindrisch vat K ; dit vat is gesloten door een verplaatsbaren zuiger, welke evenals de zijwand van het vat, ondersteld wordt volkomen ondoordringbaar voor warmte te zijn; daarentegen wordt aangenomen, dat de bodem de warmte uitstekend geleidt en dus een buitengewoon groot geleidingsvermogen heeft.

Verder stelt hij zich voor een tafel L , waarvan het bovenvlak volkomen ondoordringbaar is voor warmte; bovendien een warmtebron M van de temperatuur T^o en een warmtebron N van de lagere temperatuur T^o . Deze warmtebronnen worden ondersteld steeds dezelfde temperatuur te behouden, hoeveel warmte er ook aan onttrokken of toegevoerd wordt.

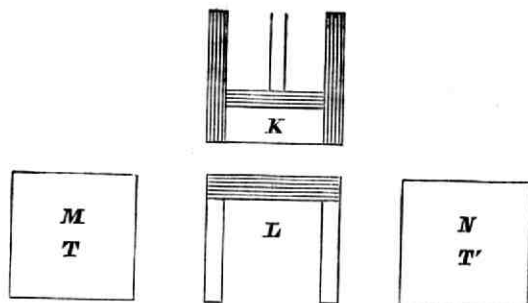


Fig. 168.

Laat ons aannemen dat het gasvormig lichaam in K de temperatuur T° heeft, en bovendien een volume van v_1 cm³, en een spanning van p_1 eenheden (zoodat het op elken cm². van

den wand een drukking uitoefent van p_1 dynamen). Het worde geplaatst op de warmtebron M . De zuiger is beweeglijk en blijft alleen in rust als de drukking, welke hij van de omgeving ondergaat, even groot is als de drukking, die het gasvormig lichaam er op uitoefent.

Wij onderstellen dat de drukking door de omgeving op den zuiger uitgeoefend, iets kleiner is en steeds iets kleiner gehouden wordt dan de drukking, welke het opgesloten gasvormig lichaam uitoefent, doch dat het verschil zoo gering is, dat het tegenover het bedrag dier drukking mag verwaarloosd worden. De zuiger zal dan opgeheven worden; het volume wordt grooter. Daar wij eenvoudigheidshalve aannemen dat de moleculen van het gasvormig lichaam op elkander geen merkbare aantrekking uitoefenen, zoo vermeerdert bij vergrooting van het volume het arbeidsvermogen van plaats der moleculen niet. Wel is een zeker bedrag aan arbeidsvermogen noodig tot het overwinnen van uitwendigen tegenstand. Intusschen zal de temperatuur niet dalen, omdat K op de warmtebron M geplaatst is; al het arbeidsvermogen tot het overwinnen van den tegenstand verbruikt, wordt onttrokken aan M . Hoeveel dit bedraagt is niet gemakkelijk te berekenen, omdat het gasvormig lichaam, waarvan de temperatuur standvastig blijft, bij vergrooting van volume een vermindering van spanning ondergaat, en dus ook de drukking per cm². door de omgeving op den zuiger uitgeoefend, moet verminderen. Bleef de spanning standvastig gelijk p_1 eenheden en nam het volume toe van v_1 tot v_2 cm³, dan zouden $p_1(v_2 - v_1)$ ergisten tot het overwinnen van tegenstand verbruikt zijn geworden. (Zie § 122).

Wij kunnen de betrekking, welke er bij onveranderde temperatuur T° bestaat tusschen de spanning en het volume van het gasvormig lichaam, graphisch voorstellen door een kromme lijn.

Hiertoe kiezen wij twee onderling loodrechte lijnen, zoogenaamde assen. De toestand van het gasvormig lichaam wordt nu voorgesteld door een punt in het vlak der assen. De afstand van dit punt tot de as Op stelt het volume voor, de afstand van het punt tot de as Ov stelt de spanning voor.

Is Aa lang p_1 cm. en Oa lang v_1 cm., dan stelt A het gasvormig lichaam voor bij een volume van v_1 cm³. en een spanning van p_1 eenheden. Wordt het volume grooter en gelijk v_2 cm³., terwijl de spanning wordt p_2 eenheden, zoo stelt het punt B het gasvormig lichaam onder deze omstandigheden

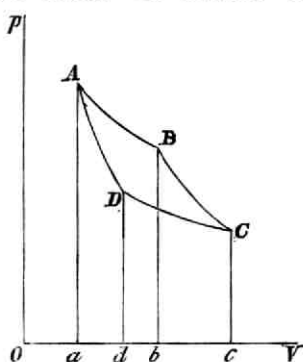


Fig. 169.

voor, indien $Ob = v_2$ cm. en $Bb = p_2$ cm. Bij den overgang van het volume v_1 tot het volume v_2 heeft het gasvormig lichaam achtereenvolgens in toestanden verkeerd, die voorgesteld worden door punten van de kromme lijn AB . Zulk een kromme lijn noemt men, omdat de temperatuur standvastig ondersteld wordt, een isotherm; de kromme lijn AB is dus een stuk van de isotherm bij T° . Geldt voor het gasvormig lichaam de wet van Boyle en is dus $pv = \text{constante}$ zoolang de temperatuur niet verandert, dan is de isotherm een gelijkzijdige hyperbool.

Wanneer K op de warmtebron M geplaatst blijft terwijl het volume toeneemt van v_1 tot v_2 cm³., dan wordt het arbeidsvermogen, dienende tot het overwinnen van uitwendigen tegenstand, van de warmtebron M opgenomen. Het is gemakkelijk in te zien dat het bedrag hiervan voorgesteld wordt door den inhoud van de vlakke figuur $AabB$.

Nu worde K van M weggenomen en op de tafel L geplaatst. Er kan nu geen warmte door de wanden heenkomen. Door vermindering van de uitwendige drukking geve men het gasvormig lichaam gelegenheid zich nog verder uit te zetten, zoodat het volume v_3 cm³. wordt. Hierbij verliest het arbeidsvermogen, dat wederom dient tot het overwinnen van tegenstand. Daar nu geen warmte wordt toegevoerd zal de temperatuur van het gasvormig lichaam dalen. Wij nemen aan, dat als het volume v_3 cm³. geworden is, de temperatuur gedaald is tot T''° . Wederom kan de toestandsverandering graphisch voorgesteld worden, en wel

door de lijn BC . Het punt C moge den toestand van het gasvormig lichaam voorstellen als het volume geworden is v_3 cm³, de spanning p_3 eenheden en de temperatuur T'' . De lijn BC is nu geen deel van een isotherm, aangezien de temperatuur niet standvastig is gebleven. Bij een bepaalde volumevermeerdering zal nu de spanning in sterkere mate zijn verminderd dan het geval geweest zou zijn, als de temperatuur niet ware gedaald. Zulk een lijn BC noemt men een adiabaat, dat wil zeggen een lijn, die de verandering van volume en spanning voorstelt, indien geen warmte tot het lichaam kan doordringen en evenmin warmte het kan verlaten.

Bij den overgang uit den toestand B in den toestand C heeft het gasvormig lichaam tot overwinning van uitwendigen weerstand aan de omgeving een hoeveelheid arbeidsvermogen overgedragen, die voorgesteld wordt door den inhoud der vlakke figuur $BbcC$.

Vervolgens worde K weggenomen van de tafel L en geplaatst op de warmtebron N ; men zorge dat de uitwendige drukking op den zuiger iets (maar zeer weinig) grooter wordt, dan de drukking door het gasvormig lichaam uitgeoefend. Onder overwinning van den tegenstand, dien het gasvormig lichaam biedt, zal dit door de omgeving worden samengeperst. Het volume wordt kleiner; tevens ontvangt het arbeidsvermogen van de omgeving. Toch zal de temperatuur niet stijgen, omdat het verkregen arbeidsvermogen aan de warmtebron N wordt overgedragen. De toestandsverandering van het gasvormig lichaam zal dus door de isotherm bij T'' worden voorgesteld. Wij nemen aan dat het volume verminderd wordt tot v_4 cm³, en dat dan de spanning p_4 eenheden geworden is. Zooals dadelijk blijken zal, verlangt men dat de waarde van v_4 nog aan een bijzonderen eisch voldoet. Het gasvormig lichaam bij een volume v_4 , een spanning p_4 en een temperatuur T' worde voorgesteld door het punt D .

Het bedrag van het arbeidsvermogen, dat het gasvormig lichaam van de omgeving heeft ontvangen en aan de warmtebron N weder heeft afgestaan, wordt voorgesteld door den inhoud van de vlakke figuur $CcdD$.

Ten slotte worde K weggenomen van de warmtebron N en geplaatst op de tafel L . Men late de uitwendige drukking zooveel toenemen, dat ook nu het gasvormig lichaam wordt samengeperst. De toestandsverandering wordt nu weer voorgesteld door een adiabaat. Het gasvormig lichaam ontvangt arbeidsvermogen van de omgeving en behoudt dit; zijn temperatuur stijgt dus. Wij

onderstellen dat het volume v_1 zoodanig gekozen was, dat als de temperatuur van het gasvormig lichaam tengevolge van de adiabatische samenpersing gestegen is van T^c tot T^o , juist het volume weer v_1 en dus de spanning p_1 geworden is. De toestandsverandering wordt dus voorgesteld door de adiabaat DA . Het arbeidsvermogen, dat het gasvormig lichaam bij den overgang uit den toestand D in den toestand A van de omgeving heeft gekregen, wordt voorgesteld door den inhoud van de vlakke figuur $DdaA$.

Het gasvormig lichaam is nu weer teruggekeerd in zijn oorspronkelijken toestand; het heeft een kringproces doorloopen, dat natuurlijk herhaald zou kunnen worden.

Bij dit kringproces heeft het aan de omgeving tot overwinnen van tegenstand een bedrag aan arbeidsvermogen overgedragen, dat voorgesteld wordt door den inhoud van de figuur $AabB + BbcC$; daarentegen heeft het van de omgeving ontvangen een bedrag aan arbeidsvermogen, dat voorgesteld wordt door den inhoud van de figuur $CcdD + DdaA$. Het is duidelijk dat na afloop van van het kringproces het in het geheel aan de omgeving heeft overgedragen een hoeveelheid arbeidsvermogen voorgesteld door den inhoud der figuur $ABCD$.

Om dit te kunnen doen moest het van de warmtebron M een hoeveelheid arbeidsvermogen W ontvangen, voorgesteld door den inhoud van de figuur $AabB$, en aan de warmtebron N een hoeveelheid arbeidsvermogen W' afstaan, voorgesteld door den inhoud van de figuur $CcdD$. Wat het meer aan warmte ontvangen heeft dan afgestaan, heeft het verbruikt tot overwinnen van tegenstand; de hoeveelheid arbeidsvermogen $W - W'$ wordt dus voorgesteld door den inhoud der figuur $ABCD$.

Niet zonder hulp van hoogere wiskunde kan men de inhouden der figuren $AabB$ en $CcdD$ bepalen, waarbij dan nog in acht genomen moet worden wat wij vermeld hebben omtrent de keuze van v_1 . Wij kunnen dus slechts mededeelen dat Clausius, aannemende dat de wet van Boyle voor het gasvormig lichaam geldt, een eenvoudige betrekking tusschen W en W' heeft afgeleid. Telt men namelijk de temperaturen T en T' van het absolute nulpunt af (dus van -273°C.), zoo is

$$\frac{W}{W'} = \frac{T}{T'} \dots\dots\dots (1)$$

Het eigenaardige van het kringproces van Carnot is hierin gelegen, dat het een omkeerbaar proces is. Wij kunnen ons namelijk voorstellen dat het gasvormig lichaam eerst uit den toestand A langs adiabatischen weg in den toestand D gebracht wordt; hierbij draagt het aan de omgeving een bedrag aan arbeidsvermogen over, voorgesteld door den inhoud der figuur $AadD$. Daarna moge het gasvormig lichaam geplaatst worden op de warmtebron N en bij de temperatuur T'' isothermisch uit den toestand D in den toestand C komen; hierbij onttrekt het aan de warmtebron N een hoeveelheid arbeidsvermogen, voorgesteld door den inhoud van de figuur $DdcC$. Vervolgens moge het adiabatisch uit den toestand C in den toestand B geraken, waarbij zijn temperatuur stijgt van T'' tot T' en het van de omgeving arbeidsvermogen opneemt, waarvan het bedrag voorgesteld wordt door den inhoud der figuur $CcbB$. Eindelijk, nadat K geplaatst is op de warmtebron M , worde het isothermisch uit den toestand B in den toestand A teruggevoerd; hierbij geeft het arbeidsvermogen af aan de warmtebron M , waarvan het bedrag voorgesteld wordt door den inhoud der figuur $BbaA$. De uitkomst is hier, dat het gasvormig lichaam meer arbeidsvermogen van zijn omgeving heeft opgenomen dan het er aan afgestaan heeft, en wel wordt dit verschil voorgesteld door den inhoud der figuur $ABCD$. Tevens heeft het een hoeveelheid arbeidsvermogen W van de warmtebron N opgenomen en de grootere hoeveelheid W' aan de warmtebron M afgestaan.

Bij het eerste kringproces, dat wij duidelijkheidshalve het rechtstreeksche zullen noemen, werd dus een hoeveelheid arbeidsvermogen $W - W'$ besteed tot het overwinnen van uitwendigen tegenstand, terwijl een hoeveelheid arbeidsvermogen W aan de warmtebron van hoogere temperatuur werd onttrokken en een hoeveelheid arbeidsvermogen W' aan de warmtebron van lagere temperatuur werd afgestaan.

Bij het tweede kringproces, dat wij duidelijkheidshalve het omgekeerde zullen noemen, werd door de omgeving een hoeveelheid arbeidsvermogen $W - W'$ overgedragen aan het gasvormig lichaam (onder overwinning van den tegenstand, dien het gasvormig lichaam bood), terwijl een hoeveelheid arbeidsvermogen W' aan de warmtebron van lagere temperatuur werd onttrokken en een hoeveelheid arbeidsvermogen W aan de warmtebron van hoogere temperatuur werd afgestaan.

Wij kunnen ons nu voorstellen, dat men twee dergelijke cilinders K_1 en K_2 aan elkander koppelt; dat K_1 het rechtstreeksche proces volgt, en hierbij K_2 juist dwingt het omgekeerde proces te volgen. Dit beteekent dus het volgende: het arbeidsvermogen $W - W'$, dat in het rechtstreeksche proces besteed wordt tot het overwinnen van uitwendigen tegenstand, wordt aangewend om aan K_2 de hoeveelheid arbeidsvermogen $W - W'$ mede te deelen onder overwinning van den tegenstand, dien het gasvormig lichaam binnen K_2 biedt. Voor beide cilinders wordt gebruik gemaakt van dezelfde warmtebronnen M en N . Wanneer nu de beide gasvormige lichamen een kringproces doorloopen hebben heeft dus K_1 aan M onttrokken W en aan N afgegeven W' ; daarentegen heeft K_2 aan M afgegeven W en aan N onttrokken W' . Ten slotte hebben dus de warmtebronnen niets gewonnen en niets verloren.

Men kan zich tal van omkeerbare kringprocessen denken; steeds is een kringproces omkeerbaar, wanneer de toestandsveranderingen uitsluitend plaats grijpen langs isothermischen en langs adiabatischen weg.

De tweede hoofdwet, door Clausius het eerst uitgesproken, heeft nu eigenlijk dit tot inhoud, dat vergelijking (1) voor elk omkeerbaar proces geldt; met andere woorden, indien bij een omkeerbaar proces aan de warmtebron van de temperatuur T° een hoeveelheid arbeidsvermogen W onttrokken wordt en aan de warmtebron van de lagere temperatuur T'° een hoeveelheid arbeidsvermogen W' afgestaan, dan bestaat steeds de betrekking (1).

Tot de opstelling van deze wet kwam Clausius door de volgende redeneering. Laat ons eens aannemen, dat voor een eerste rechtstreeksch proces, waarbij de uiterste temperaturen T° en T'° zijn, de betrekking geldt

$$\frac{W_1}{W'_1} = a \dots \dots \dots (2)$$

en voor een tweede omgekeerd proces bij diezelfde uiterste temperaturen de betrekking

$$\frac{W_2}{W'_2} = b \dots \dots \dots (3)$$

terwijl $b < a$,

De twee machines mogen nu aan elkander gekoppeld worden; de eerste, rechtstreeks werkende, moge de tweede in omgekeerden zin drijven. Wanneer beide een kringproces hebben doorlopen, heeft de eerste een arbeidsvermogen $W_1 - W'_1$ besteed tot het overwinnen van tegenstand; de tweede heeft $W_2 - W'_2$ opgenomen. Daar de tweede door de eerste wordt gedreven, is

$$W_2 - W'_2 = W_1 - W'_1$$

of volgens (2) en (3):

$$W_2 \left(1 - \frac{1}{b}\right) = W_1 \left(1 - \frac{1}{a}\right).$$

Daar $b < a$ is $W_2 > W_1$ en evenzoo $W'_2 > W'_1$. Dit beteekent dus dat de tweede machine meer warmte aan de bron N onttrekt, dan de eerste machine er aan afstaat, en vervolgens dat de tweede machine meer warmte aan de bron M afgeeft, dan de eerste machine opneemt.

Dit nu, meende Clausius, is onmogelijk; want dan zou men, door de beide toestellen op de beschreven wijze te laten werken, steeds meer warmte uit de warmtebron van lagere temperatuur overbrengen naar de warmtebron van hoogere temperatuur. Nu leert de ervaring wel, dat zonder onze tusschenkomst door geleiding en straling zeer gemakkelijk warmte van een lichaam van hoogere temperatuur overgaat in een lichaam van lagere temperatuur; maar dat er een combinatie van twee toestellen mogelijk zou wezen, waardoor voortdurend warmte uit een lichaam van lagere temperatuur gevoerd zou worden naar een lichaam van hoogere temperatuur, achtte hij in strijd met alle bekende verschijnselen. Clausius sprak dan ook de stelling uit: Er kan geen warmte van lagere temperatuur van zelf worden tot warmte van hoogere temperatuur.

Men mag ook niet aannemen dat $a > b$; want dan zoude men het tweede proces in rechtstreekschen zin kunnen doen verlopen en het eerste in omgekeerden zin, en daardoor weer hetzelfde geval terugkrijgen. Het eenig mogelijke is dus $a = b$.

Daar nu voor een omkeerbaar kringproces van een gasvormig lichaam, dat de wet van Boyle volgt, de vergelijking (1) geldt, moet dit ook zoo zijn voor elk ander omkeerbaar kringproces.

Als maat voor het nuttig effect van een calorische machine (d. i. van een machine waarmede ten koste van warmte tegenstand wordt overwonnen) neemt men aan de verhouding van de

hoeveelheid warmte voor het overwinnen van uitwendigen tegenstand besteed tot de hoeveelheid warmte, die aan de bron van de hoogste temperatuur hiertoe moet worden onttrokken. Noemt men dit nuttig effect E , dan heeft men dus bij elk omkeerbaar kringproces

$$E = \frac{W - W'}{W} = \frac{T - T'}{T} \dots \dots \dots (4)$$

Een niet-omkeerbaar kringproces krijgt men, indien het gasvormig lichaam door uitstraling warmte verliest, indien het in aanraking komt met een warmtebron, waarvan de temperatuur merkbaar verschilt van zijn eigen temperatuur, of ook indien de zuiger een uitwendige drukking ondergaat merkbaar kleiner of grooter dan de drukking door het gasvormig lichaam er op uitgeoefend. Heeft het gasvormig lichaam de temperatuur T^o , plaatst men den cilinder op een warmtebron ook van de temperatuur T^o en laat men het volume van v_1 tot v_2 cm³. toenemen, dan neemt het van de warmtebron een hoeveelheid arbeidsvermogen op even groot als de hoeveelheid arbeidsvermogen, die het afstaat indien het van het volume v_2 teruggebracht wordt tot het volume v_1 . Maar heeft het gasvormig lichaam de temperatuur $T - \alpha$, brengt men den cilinder op een warmtebron van de temperatuur T , en laat men nu het volume toenemen van v_1 tot v_2 , dan zal tevens de temperatuur gestegen zijn tot T . Indien men daarna, door de drukking op den zuiger van buiten iets grooter te maken dan de drukking, welke het gasvormig lichaam er op uitoefent, het volume terugbrengt van v_2 tot v_1 , dan zal in de eerste plaats de temperatuur niet dalen van T tot $T - \alpha$, en in de tweede plaats een bedrag aan arbeidsvermogen aan de warmtebron teruggevoerd worden verschillend van dat, hetwelk het gasvormig lichaam eerst had opgenomen. Hierin heeft men dus een voorbeeld, waarbij een gedeelte van het proces niet-omkeerbaar is.

Uit de grondstelling van Clausius volgt nu ook, dat het nuttig effect van een calorische machine P met niet-omkeerbaar kringproces nooit grooter kan zijn, dan dat bij een calorische machine Q met omkeerbaar kringproces. Anders zou men door P de machine Q in omgekeerden zin kunnen drijven en hierdoor kunnen verkrijgen, dat weer voortdurend warmte uit de bron van lagere temperatuur overgebracht werd naar de bron van hoogere temperatuur. Zelfs kan men aantoonen, dat het nuttig effect van P steeds kleiner zal zijn dan dat van Q . Nu is feitelijk

in geen enkel werkelijk bestaande calorische machine het kringproces volkomen omkeerbaar. Maar hoe meer men hiertoe weet te naderen, hoe grooter het nuttig effect zal worden en hoe minder dit zal verschillen van de uitdrukking (4).

Uit de tweede hoofdwet der mechanische warmtetheorie vloeien tal van hoogst belangrijke gevolgtrekkingen voort, die intusschen meerendeels niet op eenvoudige wijze zijn af te leiden.

Men kan vergelijking (1) ook in den vorm brengen

$$\frac{W}{T} - \frac{W'}{T'} = 0.$$

Komt men overeen een hoeveelheid warmte, die door het lichaam van een warmtebron wordt opgenomen, positief te noemen en daarentegen een hoeveelheid warmte, welke door het lichaam aan een warmtebron wordt afgestaan, negatief, dan verandert de laatste vergelijking in

$$\frac{W}{T} + \frac{W'}{T'} = 0.$$

Het kan nu voorkomen, dat in een meer samengesteld omkeerbaar kringproces door het lichaam bij meer dan twee temperaturen warmte wordt opgenomen of afgestaan; steeds zal toch

$$\frac{W}{T} + \frac{W'}{T'} + \frac{W''}{T''} + \text{enz.} = 0$$

of

$$\sum \frac{W}{T} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

Het is nu vooral deze vergelijking, die voor elk omkeerbaar kringproces geldt, welke tal van toepassingen toelaat.

~~~~~

## HOOFDSTUK XII.

## STOOMMACHINES.

149. *Atmosferische machine.* Hoewel in dit leerboek de toepassingen, waartoe de bestudeering der warmteverschijnselen heeft geleid, niet behandeld kunnen worden, willen wij toch voor de stoommachine een uitzondering maken, omdat zij in onzen tijd zulk een groote rol speelt. Intusschen zullen wij ons tot de beschrijving van enkele vormen van stoomwerktuigen moeten beperken.

Het doel van de stoommachine is ten koste van warmte tegenstand te overwinnen. Gewoonlijk wordt een as, de zoogenaamde drijf-as, in beweging gebracht; deze beweging wordt door riemen zonder eind overgebracht op andere assen, welke in verband staan met schaven, bijtels, enz.

Hoe men door opoffering van warmte tegenstand kan overwinnen is reeds in de vorige paragraaf besproken. Elk lichaam, dat een drukking ondergaat, draagt bij vermeerdering van volume arbeidsvermogen aan zijn omgeving over, terwijl het bij vermindering van volume arbeidsvermogen ontvangt. Indien men nu onder toevoering van warmte een lichaam zich laat uitzetten terwijl het een bepaalde drukking per  $\text{cm}^2$ . ondergaat, draagt het aan de omgeving een hoeveelheid arbeidsvermogen over, die evenredig is met de grootte der drukking per  $\text{cm}^2$ . en evenredig met de volumevermeerdering. Brengt men daarna het lichaam onder den invloed van deze zelfde drukking tot het oorspronkelijk volume terug, zoo wordt hierbij evenveel arbeidsvermogen door de omgeving aan het lichaam teruggegeven. Brengt men daarentegen het lichaam onder den invloed eener kleinere drukking tot zijn oorspronkelijk volume terug, zoo neemt het minder arbeidsvermogen van de omgeving op dan het eerst aan de omgeving had afgestaan. Wij willen dit nog door een voorbeeld ophelderen.

Laat ons aannemen dat in een verticaal geplaatst van boven open cilindrisch vat een zuiger zich op en neer kan bewegen, dat een deel van het vat gevuld is met water van  $0^\circ$ , en dat de zuiger op den waterspiegel rust. De buitenlucht oefent op den zuiger een drukking uit; als de barometerstand 76 cm. is en de doorsnede van het vat  $d$   $\text{cm}^2$ ., dan is deze drukking

$76 \times 13,598 \times gd$  dynamen; hierdoor is de zuiger in staat de waterdeeltjes bij de bestaande temperatuur bijeen te houden. Maar verwarmen wij het water, dan zal het een temperatuur kunnen bereiken, waarbij de zuiger niet meer in staat is de watermoleculen bijeen te houden; dit is het geval (indien wij het gewicht van den zuiger en de wrijving van den zuiger in den cilinder verwaarloozen) wanneer de temperatuur van het water iets boven  $100^\circ$  geworden is. Dan treedt dampvorming in en wordt de zuiger bijv.  $l$  cm. naar boven gedreven; aan de buitenlucht wordt hierbij een arbeidsvermogen van  $76 \times 13,598 \times gdl$  ergisten medegedeeld ten koste van de warmte, die aan het water wordt toegevoerd. Onttrekken wij nu warmte aan het water, zoodat de temperatuur iets beneden  $100^\circ$  daalt, dan drijft de buitenlucht den zuiger weder op de watermassa, en hierbij geeft zij het straks gewonnen arbeidsvermogen weer aan het water af. Onttrekken wij vervolgens nog meer warmte aan het water totdat het tot de temperatuur  $0^\circ$  is teruggekeerd, dan hebben wij evenveel warmte aan de watermassa onttrokken als wij eerst aan haar hadden toegevoerd, behoudens het verlies door straling. Maar wanneer wij aan den zuiger bij zijn hoogsten stand een koord verbinden, dat over een katrol loopt en waaraan een voorwerp  $P$  hangt met een massa van  $m$  gram, dan zullen wij den zuiger eerst zien teruggaan, als de temperatuur van het water merkbaar lager is geworden dan  $100^\circ$ . De drukking, welke de zuiger dan op den waterdamp uitoefent, is  $76 \times 13,598 \times gd - mg$  dynamen. Keert nu de zuiger tot zijn vroegeren stand terug, zoo heeft wel weer de dampkring  $76 \times 13,598 \times gdl$  ergisten verloren, maar hiervan is op de watermassa slechts overgegaan  $76 \times 13,598 \times gdl - mgl$  ergisten, terwijl het lichaam  $P$  een bedrag van  $mgl$  ergisten aan arbeidsvermogen van plaats gewonnen heeft. De warmtehoeveelheid, die wij nu aan de watermassa onttrekken moeten om haar tot  $0^\circ$  af te koelen, is kleiner dan de warmtehoeveelheid, welke wij aan haar hadden toegevoerd. Hier heeft de verloren warmte gediend tot het vermeerderen van het arbeidsvermogen van plaats van  $P$ .

Wij kunnen ons ook voorstellen dat met den zuiger een stang verbonden is, die zich niet bewegen kan zonder een zekeren tegenstand te overwinnen. Is de inrichting zoodanig dat de zuigerstang geen merkbaren tegenstand te overwinnen heeft indien zij met den zuiger naar boven gaat, maar wel indien zij naar beneden gaat, dan wordt bij het verwarmen van het water

eerst weder arbeidsvermogen aan den dampkring medegedeeld; bij het afkoelen van het water en het teruggaan van den zuiger wordt dit arbeidsvermogen door den dampkring weer verloren, maar slechts voor een deel teruggegeven aan het water. Het overige deel wordt gebruikt voor het overwinnen van den tegenstand der zuigerstang en teruggevonden in de warmte, welke ontwikkeld is bij het overwinnen van wrijving der deelen, die door de zuigerstang in beweging zijn gebracht, en in het arbeidsvermogen van beweging en arbeidsvermogen van plaats dat deze deelen hebben verkregen.

In plaats van in den cilinder zelven water te brengen, kan men hem ook in verbinding stellen met een afzonderlijk reservoir, waarin het water zich bevindt. Dan zal de ruimte tusschen den waterspiegel in het reservoir (den zoogenaamden stoomketel) en de ondervlakte van den zuiger waterdamp bevatten van de maximum-spanning bij de temperatuur, die het water heeft. Wij willen voorloopig aannemen dat de temperatuur van den cilinderwand overal dezelfde is als die van het water in den stoomketel, zoodat geen condensatie van waterdamp plaats grijpt. Heeft dan de zuiger zijn laagsten stand in den cilinder en wordt er warmte aan het water in den stoomketel toegevoerd, zoo zal de spanning van den waterdamp grooter worden en de zuiger onder overwinning van den tegenstand der buitenlucht en van den gering onderstelden tegenstand, dien de zuigerstang biedt, naar boven gedreven worden. Onder deze omstandigheden behoeft men, om den zuiger door de buitenlucht met overwinning van den nu aanzienlijken tegenstand door de zuigerstang geboden, te laten terugdrijven, niet de geheele watermassa af te koelen, wanneer men maar in staat is de gemeenschap tusschen den stoomketel en den cilinder bijv. door middel van een kraan te verbreken. Is deze gemeenschap verbroken, dan heeft men slechts de temperatuur van den cilinder te verlagen om den zuiger te doen dalen. Nog eenvoudiger middel zijn wij verschuldigd aan Watt (1736—1819); men brengt den cilinder, nadat zijn verbinding met den stoomketel verbroken is, in gemeenschap met een tweede reservoir dat koud water bevat; dit reservoir, de zoogenaamde condensor, bevat slechts water en waterdamp, maar geen of althans zeer weinig lucht. Niettegenstaande de temperatuur van den cilinderwand dezelfde blijft, wordt toch de in den cilinder aanwezige waterdamp voor het grootste gedeelte gecondenseerd, en wordt de spanning van den overblijvenden waterdamp gelijk aan de

maximum-spanning van waterdamp bij de temperatuur van den condensor (zie § 131). De zuiger kan nu onder overwinning van den tegenstand door de zuigerstang geboden, door den dampkring naar beneden gedrukt worden. De warmte, welke noodig geweest is om onder voortdrijving van den zuiger den cilinder met waterdamp te vullen, wordt na het dalen van den zuiger tengevolge van de verdichting van den damp voor een groot deel in den condensor teruggevonden, maar een ander deel komt niet terug. Bij het stijgen van den zuiger is het arbeidsvermogen van den dampkring vergroot; slechts gedeeltelijk wordt dit arbeidsvermogen aan den waterdamp teruggegeven; het overige is besteed aan het overwinnen van den tegenstand der zuigerstang.

Heeft de zuiger zijn laagsten stand bereikt, dan wordt de gemeenschap tusschen den cilinder en den condensor verbroken, en die tusschen den cilinder en den stoomketel hersteld. De zuiger gaat opnieuw naar boven.

De gegeven uiteenzetting kan ons een denkbeeld geven van de zoogenaamde atmosferische stoommachine, de eerste die gebruikt werd en wel tot het oppompen van water uit de mijnen. Aan het eene einde van een hefboom, balans genoemd, was de pompstang door een ketting bevestigd; aan het andere uiteinde de zuigerstang. Bij het stijgen van den zuiger had de zuigerstang geen noemenswaardigen tegenstand te overwinnen, daar de pompstang reeds door haar eigen gewicht daalde; daarentegen moest bij het dalen van den zuiger niet alleen de pompstang maar ook het water opgeheven worden.

Het eigenaardige van de atmosferische machine is, dat daarbij gebruik wordt gemaakt van de tusschenkomst van den dampkring. Arbeidsvermogen wordt aan den dampkring medegedeeld en later weer besteed tot het overwinnen van tegenstand.

**150. Dubbelwerkende stoommachine.** In de meeste gevallen, bijv. steeds dan als men door de zuigerstang een as wil doen draaien onder overwinning van tegenstand, is een atmosferische machine onbruikbaar. Watt is de eerste geweest, die een tot dit doel geschikte stoommachine heeft ingericht, bekend onder den naam van dubbelwerkende stoommachine van Watt.

Hierin wordt de dampkring geheel buiten spel gehouden. De cilinder is ook van boven gesloten; in den bovenwand is een opening, waardoor de zuigerstang op en neer kan gaan; zij sluit nauw om de zuigerstang heen, zoodat geen lucht van buiten

binnen den cilinder kan dringen en geen stoom van binnen naar buiten.

In het voorbijgaan zij opgemerkt, dat onder stoom eigenlijk niets anders te verstaan is als waterdamp; soms hecht men aan het woord stoom nog de engere beteekenis van waterdamp, die een spanning heeft grooter dan 76 cm. kwik.

Indien men den zuiger naar boven wil drijven, brengt men de ruimte onder den zuiger in verbinding met den stoomketel en de ruimte boven den zuiger in verbinding met den condensor. Heeft de zuiger zijn hoogsten stand, dan brengt men de ruimte boven den zuiger in gemeenschap met den stoomketel en de ruimte beneden den zuiger in gemeenschap met den condensor. Om deze afwisselende gemeenschap en verbreking van gemeenschap gemakkelijk te verkrijgen, wordt de stoom uit den ketel niet rechtstreeks naar den cilinder gevoerd, maar naar de zoogenaamde stoomkast. Deze is ter zijde van den cilinder aangebracht; zij heeft in den wand, welke naar den cilinder gekeerd is, drie openingen; door de bovenste opening kan zij in gemeenschap komen met de ruimte van den cilinder boven den zuiger, door de onderste opening met de ruimte onder den zuiger; in de middelste opening *O* mondt een kanaal uit dat naar den condensor voert. De stoomkast wordt door de zoogenaamde stoomschuif in twee deelen verdeeld. De stoomschuif bestaat uit een rechthoekig prismatisch stuk metaal, dat aan de eene zijde is uitgehold. De uitgeholde zijde is gekeerd naar den wand van de stoomkast, waarin de drie genoemde openingen gevonden worden, en tegen dezen wand wordt de stoomschuif aangedrukt. Een stang aan de stoomschuif bevestigd en door een opening in den bovenwand van de stoomkast gaande, stelt in staat de stoomschuif te verplaatsen.

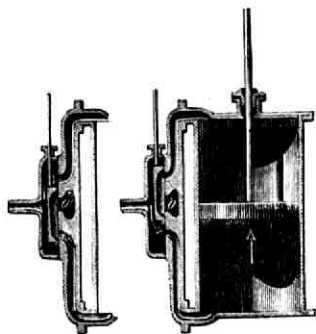


Fig. 170.

De stoomschuif neemt voornamelijk twee standen in, een hoogsten en een laagsten stand. De ruimte binnen de stoomschuif is door de opening *O* altijd in gemeenschap met den condensor; heeft zij den hoogsten stand, zooals in het rechtergedeelte van figuur 170 is afgebeeld, dan is de ruimte van den cilinder boven den zuiger in verbinding met den condensor en de ruimte onder

den zuiger met de stoomkast en dus met den stoomketel; de zuiger wordt dan naar boven gedrongen. Heeft de stoomschuif haar laagsten stand, dan is de ruimte onder den zuiger in gemeenschap met den condensor en de ruimte boven den zuiger in verbinding met den stoomketel; de zuiger wordt dan naar beneden gedreven. Door den stoom zelven wordt de stoomschuif tegen den zijwand van de stoomkast gedrukt gehouden. Als de zuiger zijn hoogsten stand heeft bereikt, moet de stoomschuif naar beneden geduwd worden; als de zuiger zijn laagsten stand inneemt, moet zij naar boven worden gedreven. Zooals wij spoedig zien zullen, gebeurt dit door de drijf-as van de stoommachine.

In figuur 171 heeft men de afbeelding van een volledige dubbelwerkende stoommachine van Watt. Intusschen is hierin de inrichting van de stoomschuif eenigszins gewijzigd. De stoom-

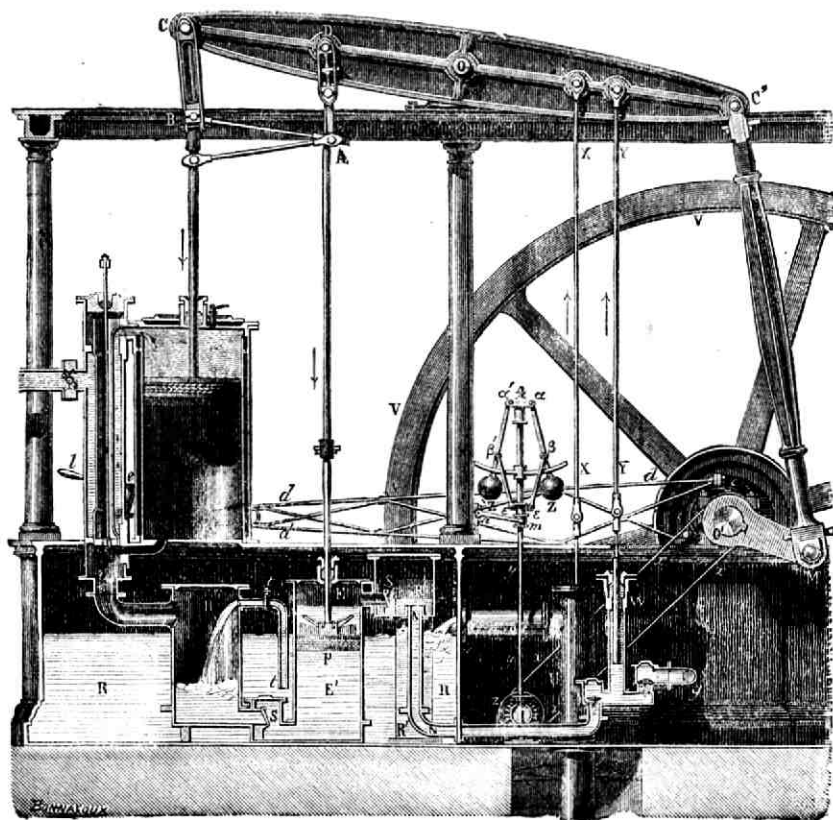


Fig. 171.



schuif kan hier van boven en van onderen buiten de eigenlijke stoomkast steken; de ruimten boven en onder de stoomkast zijn in gemeenschap met den condensor. De middelste opening in den wand van de stoomkast van figuur 170 ontbreekt; het uitgeholde gedeelte der stoomschuif is daarentegen in verbinding met de stoomkast. Bij den stand der stoomschuif afgebeeld in figuur 171, is de ruimte beneden den zuiger in verbinding met den condensor, en die boven den zuiger in verbinding met de stoomkast. Door een pijp, waarin een klep wordt gevonden, die de opening van de pijp meer of minder groot kan maken, wordt de stoom uit den ketel in de stoomkast gevoerd.

De zuigerstang is verbonden aan het eene einde van de balans  $CC'$ , die om de as  $O$  kan draaien; maar de zuigerstang is niet onbeweeglijk vast gemaakt aan het einde  $C$  der balans. Dit einde  $C$  kan alleen een cirkelboog beschrijven, die zijn middelpunt heeft in de as  $O$ ; het einde  $B$  der zuigerstang kan zich alleen langs een rechte lijn bewegen. Men heeft nu het einde  $C$  der balans met het einde  $B$  der zuigerstang door een staaf  $BC$  verbonden, die zoowel om een as bij  $C$  als om een as bij  $B$  kan draaien. Om de juiste beweging van deze staaf  $BC$  te verzekeren, heeft men een tweede even lange staaf  $DA$  aan de balans bevestigd, die bij  $D$  om een as draaibaar is en in  $A$  geleed is met een derde staaf  $AB$ ; deze staaf  $AB$  heeft dezelfde lengte als het stuk  $CD$  der balans. Eindelijk is nog het einde  $A$  der staven  $DA$  en  $BA$  door een vierde staaf verbonden met een vast punt van den wand van het vertrek, waarin het werktuig staat. Het einde  $A$  kan dan alleen een cirkelboog beschrijven met dit vaste punt als middelpunt; het einde  $D$  der staaf  $DA$  en het einde  $C$  der staaf  $CB$  kunnen alleen cirkelbogen beschrijven, waarvan de middelpunten gelegen zijn op de as  $O$ . Indien men nu de lengten der vier genoemde staven behoorlijk kiest, is het einde  $B$  gedwongen een lijn te beschrijven, die nagenoeg een rechte lijn is. Het stuk  $CD$  der balans en de staven  $DA$ ,  $AB$  en  $BC$  vormen een parallelogram, dat bekend is onder den naam van het parallelogram van Watt.

Aan het einde  $C'$  der balans is een krukstang  $C'M$  verbonden, die op de kruk  $MO'$  werkt; gaat de balans heen en weer, zoo wordt door de krukstang en de kruk de as  $O'$  rondgedraaid. De as  $O'$  is de drijfas, waarop o. a. bevestigd is het zoogenaamde vliegwiel  $W$ . Het vliegwiel is een rad van aanzienlijke massa; het neemt deel aan de beweging van de drijfas en krijgt een groote hoeveelheid arbeidsvermogen van beweging. De tegenstand, dien

de krukstang en daarmee ook de zuigerstang ondervinden, is veranderlijk; hij is het kleinst als de kruk  $O'M$  nagenoeg een horizontalen stand heeft en het grootst als de kruk  $O'M$  nagenoeg verticaal is. Bij de verticale standen van de kruk is de zuiger ook juist in zijn hoogsten of in zijn laagsten stand. De snelheid, waarmee de as ronddraait, zou aan groote wisselingen onderhevig zijn, indien niet het arbeidsvermogen van beweging van het vliegwiel telkens voor een deel werd afgestaan als de tegenstand toeneemt, terwijl zijn arbeidsvermogen van beweging toeneemt als de tegenstand kleiner wordt. Daar het bedrag van het arbeidsvermogen van beweging van het vliegwiel zoo groot is, is de snelheidsverandering van het vliegwiel, en daarmee die van de drijfas niet hinderlijk. Ook voor het geval dat de tegenstand, dien de drijfas te overwinnen heeft, veranderlijk is, wordt door het vliegwiel de gelijkmatige gang van de machine bevorderd.

Aan de drijfas zijn trommels verbonden, waarover de riemen zonder eind loopen, welke de verschillende werktuigen drijven.

Door de drijfas wordt ook aan de stoomschuif de vereischte beweging gegeven en wel door middel van een zoogenaamde excentriek. Een cilindrische schijf is aan de drijfas bevestigd, maar

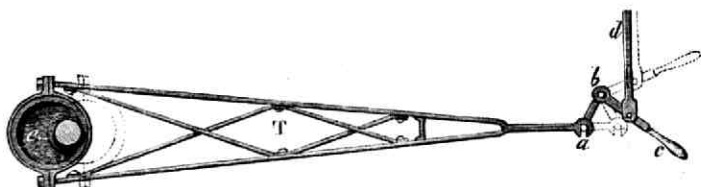


Fig. 172.

de figuuras van deze schijf valt niet samen met de figuuras van de drijfas. In figuur 172 ziet men een afbeelding ervan; hier stelt  $e$  de excentrische schijf voor. Wanneer de drijfas  $180^\circ$  draait, komt de excentrische schijf in den stand, die in de figuur door gestippelde lijnen is aangegeven. Om de excentrische schijf is een cirkelvormige band gelegd, waarbinnen zij gemakkelijk kan draaien. Deze band krijgt als de drijfas draait, een heen- en weergaande beweging, welke medegedeeld wordt aan een driehoek van metalen stangen  $T$ , die aan den band bevestigd is. De top  $a$  van dien driehoek werkt op den gebroken hefboom  $abc$ , draaibaar om de as  $b$ . Aan den arm  $bc$  is een staaf  $d$  vastgemaakt, die op haar beurt verbonden is met de stoomschuifstang. Wordt de drijfas rondgedraaid dan gaat het uiteinde  $a$  heen en weer; de hefboom  $bc$  en

hiermede de staaft en de stoomschuif gaan dan op en neer. Het eigenaardige van deze inrichting is, dat de snelheid waarmede de stoomschuif zich verplaatst, veranderlijk is; zij is het grootst wanneer de zuiger den hoogsten en den laagsten stand heeft, het kleinst wanneer de zuiger zijn middenstand inneemt. Dit wordt juist verlangd, daar zoodra de zuiger zijn laagsten stand heeft verkregen, men de ruimte onder den zuiger in verbinding gesteld wenschte te zien met de stoomkast en de ruimte boven den zuiger met den condensor; als de zuiger van den eenen uitersten stand naar den anderen komt, wenschte men dat de stoomschuif nagenoeg haar plaats behoudt.

In figuur 171 zien wij bij  $cc$  den band om de excentrische schijf;  $ddd$  is 'de driehoek van metalen staven;  $e$  is de as, waarom de gebroken hefboom draait;  $l$  is de arm van den gebroken hefboom waarmede de stoomschuifstang verbonden is.

Aan de drijfas is nog een trommel aangebracht, waarom het koord zonder eind  $xxx$  geslagen is; dit brengt het conische rad  $z$  in draaiing; de tanden van dit rad grijpen tusschen de tanden van een tweede conisch rad, verbonden met de staaft  $yy$ . Boven aan de staaft  $yy$  worden bij  $\alpha$  en  $\alpha'$  twee draaibare staven gevonden, waaraan de betrekkelijk zware bollen  $Z$  en  $Z'$  hangen. Bij het ronddraaien van de drijfas geraakt ook de staaft  $yy$  in beweging, en de bollen  $Z$  en  $Z'$  zijn gedwongen aan deze beweging deel te nemen. Zoo de snelheid van draaiing een zeker bedrag bereikt, wijken de bollen uit elkander. Door middel van de staaftjes  $\epsilon\beta$  en  $\epsilon'\beta'$  wordt dan het stuk  $\epsilon\epsilon'$ , dat de staaft  $yy$  omgeeft, opgelicht en hierdoor het uiteinde  $m$  van den hefboom  $mn$ . Door hefboomen, niet in de figuur zichtbaar, wordt de beweging van het uiteinde  $m$  van den hefboom  $mn$  op de klep overgebracht, die zich bevindt binnen de pijp, welke den stoom uit den ketel in de stoomkast voert. Wordt de ronddraaiingsnelheid der drijfas grooter, zoo gaan de bollen uit elkander en de klep verspert eenigermate den weg aan den stoom; vermindert de snelheid der drijfas, zoo vallen de bollen naar elkander toe, en de klep krijgt een zoodanigen stand, dat de stoom vrijer tot de stoomkast kan doordringen. Deze geheele inrichting wordt reguleateur genoemd; zij heeft ten doel de snelheid der drijfas binnen zekere grenzen te houden door den toevoer van den stoom te regelen.

De eigenlijke condensor is het vat  $H$ , dat luchtdicht gesloten is en water bevat. Het water neemt voortdurend een groote hoeveelheid warmte op door de condensatie van den stoom, welke

den cilinder verlaat. Indien men het niet telkens door koud water verving, zou de temperatuur ervan spoedig stijgen tot een zoodanig bedrag, dat de maximum-spanning van waterdamp bij deze temperatuur, en hiermede de door den zuiger bij zijn beweging te overwinnen tegenstand, aanzienlijk zou zijn. De condensor  $H$  is dan ook geplaatst in een grooten bak  $RR$ , gevuld met water, dat onder de drukking der buitenlucht staat; het wordt aangevoerd door de zuigpomp  $U$ , welke door de staaf  $XX$  in werking gehouden wordt. De buitenlucht perst het water door de buis  $tt$  in den condensor. Maar het is ook noodig het verwarmde water uit den condensor te verdrijven en tegelijk de lucht weg te nemen, die zich in den condensor kan verzamelen. Het toegevoegde water bevat altijd lucht, en zoo deze zich in den condensor kon ophoopen, zou de tegenstand door den zuiger ondervonden, grooter worden. De pomp  $EE'$  zuigt het warme water en de lucht uit den condensor; de zuiger  $P$  wordt in beweging gebracht door een staaf, die aan de balans bevestigd is. Gaat  $P$  naar boven, zoo opent zich de klep  $S$ ; gaat  $P$  naar beneden zoo sluit  $S$  zich, maar openen zich twee kleppen in den zuiger; het water komt boven den zuiger en wordt in den bak  $R'R'$  uitgestort. De pomp  $EE'$  wordt de luchtpomp genoemd.

In plaats van aan den stoomketel koud water toe te voeren, brengt men er liever het warme water uit den condensor in; dan wordt minder brandstof vereischt om het water in den ketel op de gewenschte temperatuur te houden. Hiertoe heeft men een perspomp  $W$ , de zoogenaamde voedingspomp, ingericht. De zuiger wordt gedreven door de staaf  $YY$ ; de buis  $NN$  treedt hier als zuigbuis op, de buis  $g$ , die in gemeenschap staat met den stoomketel, als afvoerbuis. Het is duidelijk dat het uit den condensor in den stoomketel terugkeerende water een kringproces doorloopt, hoewel niet een volkomen omkeerbaar kringproces.

De stoomketel, die tegenwoordig algemeen gebruikt wordt bij de dubbelwerkende machine van Watt, is afgebeeld in figuur 173. Hij bestaat uit drie cilinders, een groote  $A$  en twee van kleinere doorsnede  $BB$ , die voorwarmers genoemd worden. Door buizen  $d$  zijn deze voorwarmers met  $A$  in gemeenschap. Om den ketel heen is de oven gemetseld; een horizontaal tusschenschot scheidt de voorwarmers van  $A$ ; evenzoo wordt de ruimte, waarin  $A$  zich bevindt, door twee overlangsche tusschenschotten in drie kanalen verdeeld. Het vuur brandt onder de voorwarmers; de verbrandingsproducten strijken langs de voorwarmers heen, gaan door

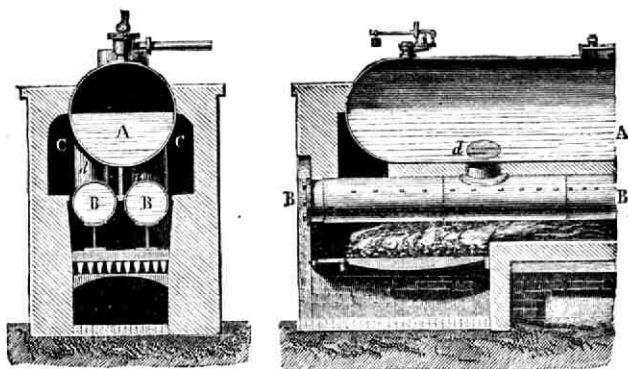


Fig. 173.

het middelste kanaal onder *A*, om daarna door de beide buitenste kanalen langs *A* den schoorsteen te bereiken. Op deze wijze geven de verbrandingsproducten een aanzienlijke hoeveelheid warmte aan den ketel af. Een veiligheidsklep voorkomt dat de spanning van den stoom boven een zeker bedrag stijgt; een gesloten manometer of een manometer van Bourdon stelt in staat elk oogenblik de spanning van den stoom te bepalen.

Wij zien dat bij de dubbelwerkende stoommachine van Watt de dampkring in het geheel geen rol speelt. Men is nu ook in staat bij een bepaalde grootte van den zuiger een veel aanzienlijker tegenstand van de zuigerstang te overwinnen dan bij de atmosferische machine. Indien de zuiger een doorsnede heeft van  $d \text{ cm}^2$ . en de barometerstand 76 cm. is, moet bij de atmosferische machine de gemiddelde tegenstand, dien de zuigerstang te overwinnen heeft, merkbaar kleiner zijn dan  $76 \times 13,598 \times gd$  dynamen; anders zou de buitenlucht den zuiger niet kunnen terug drijven. Maar hier is het de stoom zelf, die den tegenstand van de zuigerstang overwint. Is de temperatuur van het water in den stoomketel  $T^\circ$ ; is  $n \times 76$  cm. kwik de maximum-spanning van waterdamp bij  $T^\circ$  en  $h$  cm. kwik die bij de temperatuur van den condensor, dan kan nu de zuiger gemiddeld een tegenstand van  $(n \times 76 - h) 13,598 \times gd$  dynamen overwinnen. Bij de gewone stoommachines, die in de fabrieken gebruikt worden, is  $n$  gewoonlijk van 3 tot 6. Men ziet ook, dat men bij een bepaalde temperatuur van het water in den stoomketel des te grooter tegenstand kan overwinnen, naarmate de temperatuur van den condensor lager en dus  $h$  kleiner is.

De warmte, die aan den stoomketel toegevoerd wordt, om telkens den cilinder met stoom te vullen, wordt niet geheel in den condensor teruggevonden. Bij de vulling van den cilinder wordt, als de zuiger zich  $l$  cm. verplaatst, een hoeveelheid arbeidsvermogen van  $(n \times 76 - h) 13,598 \times gdl$  ergisten aan de zuigerstang overgedragen, die niet in den condensor terugkeert. Bij elken zuigerslag wordt dus een hoeveelheid warmte van  $(n \times 76 - h) 13,598 \times gdl$  42.10<sup>6</sup> calorïën nuttig besteed. Hoe grooter deze

hoeveelheid warmte is in vergelijking met de hoeveelheid warmte, die tot vulling van den cilinder met stoom noodig geweest is, des te grooter is het nuttig effect van de stoommachine. Kon men de stoommachine beschouwen als een toestel, waarin het water een volkomen omkeerbaar proces doorloopt, dan zou volgens de vorige paragraaf het nuttig effect alleen afhangen van de temperatuur in den stoomketel en van de temperatuur in den condensor. Maar al is het proces niet volkomen omkeerbaar, toch zal het nuttig effect des te grooter zijn, naarmate het verschil in temperatuur tusschen stoomketel en condensor aanzienlijker is. Men beoordeelt intusschen een stoommachine niet alleen naar haar nuttig effect, maar ook naar de warmte, die per seconde nuttig besteed wordt. Indien elke seconde ongeveer een arbeidsvermogen van  $735.10^7$  ergisten aan de zuigerstang wordt overgedragen, en dus elke seconde ongeveer 175 calorïën nuttig besteed worden, zegt men dat de stoommachine van 1 paardekracht is.

Bij sommige machines, vooral bij de verplaatsbare, laat men den condensor weg, en ontsnapt de verbruikte stoom eenvoudig in de lucht. Hierdoor heeft de zuiger den tegenstand van den dampkring te overwinnen; de warmte hiertoe noodig wordt onnut besteed, maar de inrichting van het werktuig wordt veel minder samengesteld en men heeft ook geen arbeidsvermogen op te offeren om de luchtpomp te laten werken.

De wand van den cilinder moet dezelfde temperatuur hebben als het water in den stoomketel; zoo dit niet het geval is zal een deel van den stoom gecondenseerd worden; daardoor zal de temperatuur van den cilinderwand stijgen totdat zij gelijk is geworden aan die van het water in den ketel. Om het afkoelen van den cilinder door straling zooveel mogelijk te voorkomen, omgaf Watt den cilinder door een mantel, die ook in figuur 171 te zien is. Ook de pijp, die den stoom uit den ketel in de stoomkast voert,

wordt tegen afkoeling beschermd door omwikkeling met stroo of werk.

Wij willen nog de locomotief behandelen, zooals zij door Stephenson is ingericht. De locomotief is een stoommachine zonder condensor; het eigenaardige ervan ligt voornamelijk in de inrichting van den stoomketel. Er wordt een betrekkelijk groote hoeveelheid stoom per seconde verbruikt; de warmtetoevoer moet dus aanzienlijk zijn, zal de temperatuur van het water niet dalen. De stoomketel heeft den vorm van een cilinder, aan welks eene zijde zich de vuurhaard bevindt. De verbrandingsproducten worden door koperen buizen naar het andere einde van den cilinder gevoerd, dat in gemeenschap staat met den schoorsteen. Deze koperen buizen, de zoogenaamde vlampijpen, zijn zeer talrijk, 150 tot 180; zij worden geheel omgeven door het water in den stoomketel; door de groote oppervlakte, welke zij te zamen bezitten, kan per seconde door het water een aanzienlijke hoeveelheid warmte worden opgenomen. Een op deze wijze ingerichte stoomketel wordt tubulaire ketel genoemd.

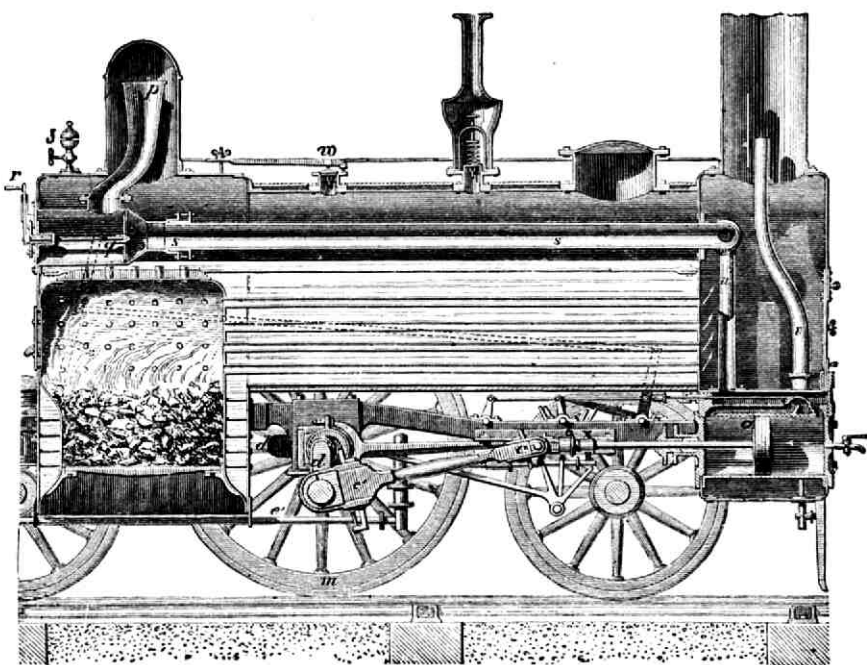


Fig. 174.

Het waterverbruik is bij de locomotief groot. Een stevige glazen buis staat met den stoomketel in gemeenschap en stelt in staat den waterstand in den ketel na te gaan. Door de buis  $e'$  kan water uit den tender in den ketel gebracht worden.

Op den stoomketel bevindt zich een uitstekend gedeelte, de stoomkap, waarin de buis  $p$  ontspringt, die zich voortzet in de buizen  $ss$  en  $n$  en den stoom naar de stoomkasten der beide cilinders voert. Door de plaatsing van het uiteinde der buis  $p$  wordt voorkomen dat waterdruppels medegevoerd worden. De staaf  $q$ , die door den sleutel  $r$  te verplaatsen is, stelt in staat den toevoer van den stoom naar de stoomkasten te regelen en zelfs af te sluiten. Bij  $w$  vindt men een veiligheidsklep; bij  $J$  een stoomfluit. Indien de stoom den cilinder bereikt aan de rechterzijde van den zuiger  $a$ , is de ruimte aan de linkerzijde in gemeenschap met de buitenlucht door middel van de buis  $v$ ; de verbruikte stoom wordt in den schoorsteen gevoerd, waardoor de trekking in den vuurhaard zeer bevorderd wordt.

De zuigerstang  $ab$  loopt tusschen geleistaven en is in  $c$  geleed met den krukarm  $cc'$ , die op de kruk  $d$  werkt, waardoor de drijfas met de drijftraden in beweging wordt gebracht. De stoomschuif krijgt haar beweging door een excentriek, die aan de drijfas is bevestigd.

De locomotief moet zoowel vooruit als achteruit zich kunnen bewegen. Om dit te bereiken, bevinden zich voor elke stoomschuif twee excentrische schijven  $A$  en  $A'$  op de drijfas, zoodanig dat wanneer de figuurs van  $A$  den meest rechtschen stand heeft, de figuurs van  $A'$  den meest linkschen inneemt. Aan den band om de schijf  $A$  is de staaf  $AB$ , aan den band om de schijf  $A'$  de staaf  $A'B'$  bevestigd; de uiteinden  $B$  en  $B'$  zijn verbonden door de nagenoeg cirkelvormig gebogen staaf  $BB'$ , waarin een gleuf gevonden wordt. In deze gleuf grijpt het stuk  $C$  van den hefboom  $DE$ , die in  $E$  om een vaste as draaibaar is; met  $DE$  is het stuk  $DN$  geleed, dat aan het einde der stoomschuifstang  $NP$  is verbonden. Door middel van de hefboomen  $FG$ ,  $HK$ ,  $KI$ ,  $ML$  en  $LB'$  kunnen de staven  $AB$  en  $A'B'$  in verschillende standen gebracht worden. Bij den stand afgebeeld in figuur 175 is het stuk  $C$  in de onmiddellijke nabijheid van  $B$  en wordt de beweging van de stoomschuifstang door de excentrische schijf  $A$  geregeld. Verplaatst men den hefboom  $FG$  zoodanig dat  $H$  in  $H'$  komt, zoo wordt  $B'$  in de onmiddellijke nabijheid van  $C$  gebracht, en de beweging van de stoomschuifstang wordt



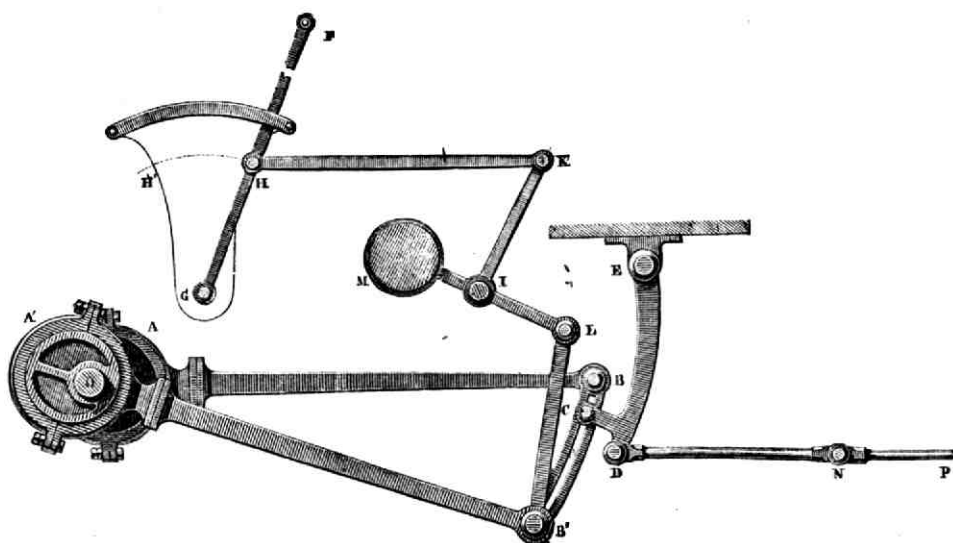


Fig. 175.

geregeld door de schijf  $A'$ . Als in het eerste geval de locomotief vooruit gaat, gaat zij in het tweede geval achteruit. Om dit in te zien stelle men zich voor dat de stoomschuif door de schijf  $A$  bewogen wordt en alleen op de oogenblikken, waarop de zuiger de uiterste standen inneemt, een plotselinge verplaatsing ondergaat; maar dat zij in het tijdsverloop tusschen deze oogenblikken in rust blijft. Dit is niet volkomen waar, maar wel nagenoeg. Verder neme men aan dat, zooals in figuur 174 afgebeeld is, de zuiger ongeveer in het midden van den cilinder staat, dat de stoomschuif den uitersten stand links heeft, en dus de stoom aan de rechterzijde van den zuiger binnentreedt, terwijl de ruimte aan de linkerzijde met den dampkring in gemeenschap is; eindelijk dat de locomotief vooruitgaat, omdat het einde  $c'$  van de krukstang  $cc'$  zich beneden de drijfjas bevindt. Indien men nu den hefboom  $FG$  van figuur 175 in den anderen uitersten stand brengt, en dus de plaats der stoomschuif beheerscht wordt door de schijf  $A'$ , krijgt de stoomschuif een uitersten stand rechts, zoodat de ruimte aan de linkerzijde van den zuiger stoom ontvangt en die aan de rechterzijde in verbinding is met de buitenlucht. De zuiger wordt dan naar rechts gedreven en eveneens de krukstang; de locomotief gaat dan achteruit.

# ALPHABETISCH REGISTER.

---

## A.

|                                       | Bladz. |
|---------------------------------------|--------|
| Aantrekkingskracht . . . . .          | 78.    |
| Aanvangssnelheid . . . . .            | 7, 9.  |
| Absoluut nulpunt. . . . .             | 269.   |
| Adhaesie . . . . .                    | 218.   |
| Adhaesieplaten . . . . .              | 218.   |
| Adiabaat . . . . .                    | 388.   |
| Afkoeler . . . . .                    | 334.   |
| Aggregaatstoestanen. . . . .          | 73.    |
| Aneroide-barometer . . . . .          | 163.   |
| Arbeid . . . . .                      | 31.    |
| Arbeidseenheid . . . . .              | 32.    |
| Arbeidsvermogen . . . . .             | 34.    |
| Arbeidsvermogen van beweging. . . . . | 35.    |
| Arbeidsvermogen van plaats. . . . .   | 36.    |
| Areometer van Fahrenheit . . . . .    | 141.   |
| Areometer van Nicholson . . . . .     | 139.   |
| Arm van een koppel . . . . .          | 53.    |
| Aspirator . . . . .                   | 360.   |
| Atmosfeer . . . . .                   | 183.   |
| Atmosferische stoommachine . . . . .  | 395.   |
| Atomen . . . . .                      | 65.    |

**B.**

|                                        |      |
|----------------------------------------|------|
| Bakbarometer . . . . .                 | 159. |
| Balans . . . . .                       | 87.  |
| Barometer . . . . .                    | 157. |
| Barometer van Fortin . . . . .         | 161. |
| Barometerstand . . . . .               | 157. |
| Baroscoop . . . . .                    | 215. |
| Beweging, eenparige . . . . .          | 3.   |
| »    eenparige cirkelvormige . . . . . | 13.  |
| »    eenparig versnelde . . . . .      | 6.   |
| »    eenparig vertraagde . . . . .     | 9.   |
| Bewegingstoestand . . . . .            | 15.  |
| Botsing. . . . .                       | 225. |
| Brandspuit. . . . .                    | 206. |

**C.**

|                                   |      |
|-----------------------------------|------|
| Calorie, kleine, groote . . . . . | 296. |
| Calorimeter . . . . .             | 298. |
| Calorische machine . . . . .      | 393. |
| Celsiusgraad . . . . .            | 253. |
| Cohaesie . . . . .                | 218. |
| Communiqueerende vaten . . . . .  | 122. |
| Compensatieslinger . . . . .      | 285. |
| Composanten . . . . .             | 28.  |
| Condensor . . . . .               | 397. |
| Convectie van warmte . . . . .    | 368. |

**D.**

|                               |           |
|-------------------------------|-----------|
| Dampdichtheid . . . . .       | 347.      |
| Densimeter. . . . .           | 143.      |
| Deviatie . . . . .            | 15.       |
| Deviatieversnelling . . . . . | 15.       |
| Diathermaan . . . . .         | 372.      |
| Dichtheid . . . . .           | 41.       |
| Diffusie. . . . .             | 121, 181. |
| Distilleeren. . . . .         | 351.      |
| Driewegkraan . . . . .        | 194.      |

|                                               |        |
|-----------------------------------------------|--------|
|                                               | Bladz. |
| Drijf-as . . . . .                            | 395.   |
| Dubbele weging . . . . .                      | 95.    |
| Dubbelwerkende stoommachine van Watt. . . . . | 398.   |
| Dynaam . . . . .                              | 24.    |
| Dynamometer . . . . .                         | 224.   |

**E.**

|                                              |           |
|----------------------------------------------|-----------|
| Eenheid van arbeid . . . . .                 | 32.       |
| » » arbeidsvermogen . . . . .                | 35.       |
| » » dichtheid . . . . .                      | 41.       |
| » » geleidingsvermogen . . . . .             | 367.      |
| » » hoek . . . . .                           | 4.        |
| » » hoeksnelheid . . . . .                   | 5.        |
| » » koppelmoment. . . . .                    | 53.       |
| » » kracht . . . . .                         | 24.       |
| » » lengte . . . . .                         | 2.        |
| » » massa . . . . .                          | 21.       |
| » » moment . . . . .                         | 29.       |
| » » snelheid . . . . .                       | 3.        |
| » » spanning . . . . .                       | 152.      |
| » » temperatuursverschil . . . . .           | 259.      |
| » » tijdsverloop. . . . .                    | 3.        |
| » » versnelling . . . . .                    | 6.        |
| » » vertraging . . . . .                     | 9.        |
| » » warmtehoeveelheid . . . . .              | 296.      |
| Eindsnelheid . . . . .                       | 7, 9.     |
| Elasticiteit. . . . .                        | 69, 221.  |
| Elasticiteitscoëfficiënt, kubieke . . . . .  | 222, 230. |
| » lineaire . . . . .                         | 223.      |
| Elasticiteitsmodulus . . . . .               | 223.      |
| Elementen . . . . .                          | 65.       |
| Endosmose. . . . .                           | 239.      |
| Ergist . . . . .                             | 35.       |
| Ergoon . . . . .                             | 32.       |
| Ether . . . . .                              | 364.      |
| Evenwicht . . . . .                          | 28.       |
| Evenwichtstoestand van een lichaam . . . . . | 61.       |
| Excentriek . . . . .                         | 402.      |

**F.**

|                               |      |
|-------------------------------|------|
| Fahrenheitgraad . . . . .     | 266. |
| Flesch van Mariotte . . . . . | 208. |
| Fleschjesmethode . . . . .    | 139. |
| Fleschjeswaterpas . . . . .   | 123. |

**G.**

|                                       |      |
|---------------------------------------|------|
| Geleidingsvermogen . . . . .          | 367. |
| Gevoeligheid van een balans . . . . . | 91.  |
| Gewicht . . . . .                     | 79.  |
| Gewichtsthermometer . . . . .         | 263. |
| Gram . . . . .                        | 21.  |
| Gramgewicht . . . . .                 | 24.  |
| Groeperingstoestanden . . . . .       | 73.  |

**H.**

|                                                          |         |
|----------------------------------------------------------|---------|
| Hevel . . . . .                                          | 107.    |
| Hoeksnelheid . . . . .                                   | 4.      |
| Hoofdwet der mechanische warmtetheorie, eerste . . . . . | 384.    |
| » » » » tweede . . . . .                                 | 391.    |
| Horizontaal . . . . .                                    | 75.     |
| Hydrostatische balans . . . . .                          | 131.    |
| Hygrometer . . . . .                                     | 359.    |
| Hypothese van Newton . . . . .                           | 19, 27. |
| Hypsometer . . . . .                                     | 338.    |

**I. J.**

|                                        |      |
|----------------------------------------|------|
| Indifferente evenwichtsstand . . . . . | 84.  |
| Isotherm . . . . .                     | 387. |
| Juk . . . . .                          | 87.  |

**K.**

|                           |      |
|---------------------------|------|
| Kathetometer . . . . .    | 125. |
| Kilogramgewicht . . . . . | 24.  |
| Kilogrammeter . . . . .   | 32.  |

|                                      | Bladz. |
|--------------------------------------|--------|
| Kookpunt van een vloeistof . . . . . | 328.   |
| » » water . . . . .                  | 253.   |
| Koppel . . . . .                     | 53.    |
| Koppelmoment . . . . .               | 53.    |
| Koppelmomentseenheid . . . . .       | 53.    |
| Koppelvlak . . . . .                 | 53.    |
| Koudmakende mengsels . . . . .       | 317.   |
| Kraan van Babinet . . . . .          | 192.   |
| Kracht . . . . .                     | 22.    |
| Kringproces . . . . .                | 385.   |
| Kritische temperatuur . . . . .      | 357.   |
| Kwikluchtpomp . . . . .              | 194.   |

## L.

|                                     |      |
|-------------------------------------|------|
| Labele evenwichtsstand . . . . .    | 83.  |
| Latente warmte . . . . .            | 247. |
| Locomotief . . . . .                | 406. |
| Luchtbelwaterpas . . . . .          | 124. |
| Luchtledig van Torricelli . . . . . | 156. |
| Luchtpomp, dubbelwerkende . . . . . | 189. |
| » enkelwerkende . . . . .           | 184. |
| Luchtthermometer . . . . .          | 266. |

## M.

|                                                     |      |
|-----------------------------------------------------|------|
| Maagdenburger halve bollen . . . . .                | 201. |
| Manometer . . . . .                                 | 169. |
| Manometer, gesloten . . . . .                       | 182. |
| Massa . . . . .                                     | 20.  |
| Massa van een lichaam . . . . .                     | 40.  |
| Maximumspanning van een damp . . . . .              | 322. |
| Maximumthermometer . . . . .                        | 261. |
| Mechanisch aequivalent der warmte-eenheid . . . . . | 382. |
| Mechanische warmtetheorie . . . . .                 | 384. |
| Mengingsmethode . . . . .                           | 304. |
| Meniscus . . . . .                                  | 237. |
| Metaalbarometer . . . . .                           | 163. |
| Metaalmanometer . . . . .                           | 184. |
| Micrometerschroef . . . . .                         | 129. |

|                                    | Bladz.  |
|------------------------------------|---------|
| Middelpunt van krachten . . . . .  | 47.     |
| » » opwaartsche drukking . . . . . | 133.    |
| Minimumthermometer . . . . .       | 262.    |
| Moleculaire constante . . . . .    | 233.    |
| » drukking . . . . .               | 231.    |
| Moleculen . . . . .                | 38, 65. |
| Moment . . . . .                   | 29.     |
| Momentenvergelijking . . . . .     | 31.     |
| Momentseenheid . . . . .           | 29.     |

## N.

|                                            |      |
|--------------------------------------------|------|
| Neerdrukking van den kwikspiegel . . . . . | 238. |
| Niet-verzadigde damp . . . . .             | 322. |
| Nonius . . . . .                           | 128. |

## O.

|                                          |      |
|------------------------------------------|------|
| Omkeerbaar kringproces . . . . .         | 390. |
| Ontbindingsbeweging . . . . .            | 10.  |
| Ontbindingskracht . . . . .              | 26.  |
| Ontbindingssnelheid . . . . .            | 11.  |
| Ontbindingsversnelling . . . . .         | 13.  |
| Onverschillige evenwichtsstand . . . . . | 84.  |
| Oplossen . . . . .                       | 317. |
| Opslorpingscoëfficiënt . . . . .         | 242. |
| Opslorpingsvermogen . . . . .            | 371. |
| Oversmelting . . . . .                   | 320. |
| Oververzadigde oplossing . . . . .       | 320. |

## P.

|                                  |      |
|----------------------------------|------|
| Papiniaansche pot . . . . .      | 338. |
| Parallelogram van Watt . . . . . | 401. |
| Paslood . . . . .                | 86.  |
| Permanente gassen . . . . .      | 354. |
| Perspomp . . . . .               | 197. |
| Perspunt . . . . .               | 119. |
| Piezometer . . . . .             | 228. |

|                                 | Bladz. |
|---------------------------------|--------|
| Pipet . . . . .                 | 202.   |
| Pijl van den meniscus . . . . . | 237.   |
| Pyrheliometer . . . . .         | 372.   |

**R.**

|                        |      |
|------------------------|------|
| Radiaal. . . . .       | 4.   |
| Reaumurgraad . . . . . | 266. |
| Regulator . . . . .    | 403. |
| Resultante . . . . .   | 28.  |

**S.**

|                                              |           |
|----------------------------------------------|-----------|
| Samentrekking van den vochtstraal . . . . .  | 147.      |
| Schadelijke ruimte . . . . .                 | 188.      |
| Slinger, enkelvoudige . . . . .              | 95.       |
| Smeltpunt . . . . .                          | 253, 311. |
| Smeltingswarmte . . . . .                    | 313.      |
| Snelheid . . . . .                           | 3.        |
| Snelheid, gemiddelde . . . . .               | 5.        |
| Snelheidseenheid . . . . .                   | 3.        |
| Soortelijke massa . . . . .                  | 41, 143.  |
| » » van water . . . . .                      | 136.      |
| » » » gassen . . . . .                       | 213.      |
| Soortelijke warmte . . . . .                 | 298.      |
| » » bij constant volume . . . . .            | 304.      |
| » » bij constante spanning . . . . .         | 304.      |
| » » van gassen . . . . .                     | 308.      |
| » » » vaste lichamen . . . . .               | 308.      |
| » » » vloeistoffen . . . . .                 | 308.      |
| Spanning van een gasvormig lichaam . . . . . | 152.      |
| Spanningseenheid . . . . .                   | 152.      |
| Spheroidaaltoestand . . . . .                | 339.      |
| Spherometer . . . . .                        | 129.      |
| Stabiele evenwichtsstand . . . . .           | 83.       |
| Steekhevel . . . . .                         | 202.      |
| Stollen . . . . .                            | 318.      |
| Stollingstemperatuur . . . . .               | 318.      |
| Stoomkap . . . . .                           | 407.      |
| Stoomkast . . . . .                          | 399.      |



|                       | Bladz. |
|-----------------------|--------|
| Stoomketel . . . . .  | 404.   |
| Stoomschuif . . . . . | 399.   |

## T.

|                                         |      |
|-----------------------------------------|------|
| Temperatuur . . . . .                   | 251. |
| Theorie. . . . .                        | 64.  |
| Therm . . . . .                         | 296. |
| Thermometer . . . . .                   | 255. |
| Torricellisch luchtledig . . . . .      | 156. |
| Torsie . . . . .                        | 224. |
| Translatorisch arbeidsvermogen. . . . . | 246. |
| Tubulaire ketel. . . . .                | 407. |

## U.

|                                            |      |
|--------------------------------------------|------|
| Uitstralingsvermogen . . . . .             | 370. |
| Uitstroomingssnelheid van gassen . . . . . | 217. |
| » » vloeistoffen . . . . .                 | 144. |
| Uitzettingscoëfficiënt, kubieke . . . . .  | 279. |
| » lineaire . . . . .                       | 271. |
| » van gassen . . . . .                     | 287. |
| » » kwik. . . . .                          | 274. |
| » » vloeistoffen . . . . .                 | 282. |

## V.

|                                   |      |
|-----------------------------------|------|
| Veiligheidsklep. . . . .          | 339. |
| Veiligheidslamp van Davy. . . . . | 369. |
| Verdampingswarmte . . . . .       | 341. |
| Verklikker. . . . .               | 186. |
| Vernier. . . . .                  | 128. |
| Versnelling . . . . .             | 6.   |
| Versnellingseenheid . . . . .     | 6.   |
| Verticaal . . . . .               | 73.  |
| Vertraging . . . . .              | 9.   |
| Vertragingseenheid . . . . .      | 9.   |
| Vervangend koppel . . . . .       | 55.  |
| Vervangende . . . . .             | 45.  |

Bladz.

|                                    |      |
|------------------------------------|------|
| Verzadigde damp . . . . .          | 322. |
| Verzadigde oplossing . . . . .     | 320. |
| Flampijpen . . . . .               | 406. |
| Vliegwiél . . . . .                | 401. |
| Vochtigheid van de lucht . . . . . | 359. |
| Volumeter. . . . .                 | 142. |
| Voorwarmers . . . . .              | 404. |
| Vriespunt . . . . .                | 318. |
| Vuurpomp. . . . .                  | 377. |

## W.

|                                                |      |
|------------------------------------------------|------|
| Wankelbare evenwichtsstand . . . . .           | 83.  |
| Warmtegeleiding . . . . .                      | 365. |
| Warmteopsorping . . . . .                      | 370. |
| Warmtestraling. . . . .                        | 370. |
| Waterluchtpomp. . . . .                        | 197. |
| Waterperspomp . . . . .                        | 205. |
| Waterwaarde . . . . .                          | 299. |
| Waterzuigpomp . . . . .                        | 203. |
| Werkingsfeer . . . . .                         | 231. |
| Wet . . . . .                                  | 63.  |
| Wet van Archimedes . . . . .                   | 130. |
| » » Boyle . . . . .                            | 170. |
| » » Buys Ballot . . . . .                      | 167. |
| » » Dalton . . . . .                           | 337. |
| » » Dulong en Petit . . . . .                  | 309. |
| » » Gay-Lussac . . . . .                       | 290. |
| » » het behoud van arbeidsvermogen . . . . .   | 64.  |
| » » Kirchhoff. . . . .                         | 371. |
| » » Newton . . . . .                           | 301. |
| » » Pascal . . . . .                           | 104. |
| » » Torricelli . . . . .                       | 144. |
| » » v. d. Waals . . . . .                      | 180. |
| Wetten der mechanische warmtetheorie . . . . . | 384. |
| Windketel . . . . .                            | 206. |
| Wringingshoek . . . . .                        | 224. |
| Wrijvingscoëfficiënt. . . . .                  | 219. |
| Wrijvingshoek . . . . .                        | 220. |
| Wrijvingsweerstand. . . . .                    | 219. |

**IJ.**

|                                     |      |
|-------------------------------------|------|
| IJscolorimeter van Bunsen . . . . . | 306. |
| » » Lavoisier en Laplace . . . . .  | 305. |
| IJsmachine van Carré . . . . .      | 345. |
| IJsmeltingsmethode . . . . .        | 304. |

**Z.**

|                         |     |
|-------------------------|-----|
| Zwaartekracht . . . . . | 79. |
| Zwaartepunt. . . . .    | 80. |