

OVER
**DE CONTINUITEIT VAN DEN GAS- EN
VLOEISTOFTOESTAND.**

ACADEMISCH PROEFSCHRIFT,

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN

DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE,

AAN DE HOOGESCHOOL TE LEIDEN,

OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS

D^R. M. DE VRIES,

Hoogleeraar in de Faculteit der Wijsbegeerte en Letteren,

OP ZATERDAG DEN 14^{den} JUNI 1873, DES NAMIDDAGS TE 3 UREN,

IN HET OPENBAAR TE VERDEDIGEN

DOOR

JOHANNES DIDERIK VAN DER WAALS,

GEBOREN TE LEIDEN.

LEIDEN,

A. W. SIJTHOFF.

1873.

ZEVENDE HOOFDSTUK.

Betrekking tusschen den molekulairen druk en het volume.

§ 36. Zoo in de formule (β) N^1 den uitwendigen druk voorstelt, is, volgens hetgeen wij vroeger hebben gezien, N_1^1 de kracht waarmede de vlakteenheid van de grenslaag naar binnen wordt getrokken. N_1^1 zal, behalve van de soort stof, ook van den graad der verdichting afhangen. Wij zullen er nu toe overgaan om te onderzoeken, welke functie N_1^1 van het volume zijn moet.

Denken wij ons daartoe een oneindig dun zuiltje in de oppervlaktelaag, en beschouwen wij beneden de laag binnen de stof een zoo groot deel der ruimte als noodig is om geen enkel molekuul buiten te sluiten, dat nog attractie op het zuiltje uit kan oefenen. Was er in dat deel der ruimte slechts een molekuul voorhanden, en stond dat op een aangewezen punt der ruimte stil, dan zouden wij die plaats moeten kennen en den aard der krachtsfunctie om over de daardoor uitgeoefende attractie te kunnen oordeelen. Maar beweegt dit deeltje en kan het alle deelen der beschouwde ruimte evenzeer vullen, dan vervalt voor een groot gedeelte de moeielijkheid; dan kunnen wij zeggen, dat de door dat eene molekuul uitgeoefende attractie de middenwaarde is, van al de attracties die het zou uitoefenen, als het beurtelings alle mogelijke posities binnen de aangewezen ruimte innam. Is er een tweede deeltje tegelijk met dat eerste binnen de aangewezen ruimte aanwezig, dan geldt voor dit dezelfde redeneering. In het kort, de attractie door de stof, binnen zeker tijdsverloop in die ruimte aanwezig, uitgeoefend, is evenredig aan de

hoeveelheid of evenredig aan de densiteit. Maar hetzelfde zal gelden voor de molekulen in het door ons beschouwde deel van het oppervlak aanwezig, zoodat de door ons gezochte attractie evenredig zal zijn aan de 2^{de} macht der densiteit, of omgekeerd evenredig aan de tweede macht van het volume. Wij leeren hieruit vooreerst, dat wij bij bewegende deeltjes tot dezelfde uitkomst geraken, als wanneer wij de stof, zooals bij het integreeren ondersteld wordt, continue verdeeld denken. Maar verder ook, dat er dan ook geen spraak kan zijn van gassen, waarbij geen moleculaire werking aanwezig is. Die aantrekking, welke de grenslaag ondervindt, kan gering worden bij zeer groot volume; zelfs kan, als wij de deeltjes plotseling in rust konden brengen, geen enkel deeltje op een ander aantrekkend werken en toch zou, zoo wij de beweging weer toelaten, een middenwaarde gevonden worden voor de kracht, waarmede de grenslaag naar binnen wordt getrokken. Binnen in de massa hebben wij vroeger de krachten weggelaten, toen wij den invloed der beweging op die krachten nog niet in rekening brachten. Dit mogen wij nu evenzeer doen, daar op zeker bepaald punt der inwendige ruimte, binnen zeker tijdsverloop evenveel positieve als negatieve krachten te wachten zijn, en voor al de punten dier ruimte de som der momenten dus gelijk nul zal zijn. Bij gevolg wordt onze bewegingsvergelijking, zoo p den uitwendigen druk, v het volume, b eenige malen het molekulaair-volume, en a de specifieke attractie voorstelt.

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \Sigma \frac{1}{3} m V^2 \quad (\gamma)$$

Daar $\Sigma \frac{1}{3} m V^2$ met wat men gewoonlijk door temperatuur verstaat toeneemt, zullen wij daarvoor in de plaats schrijven

$$\Sigma \frac{1}{3} m V_0^2 (1 + \alpha t)$$

Volgens deze schrijfwijze verstaan we dus door α het honderdste gedeelte van de vermeerdering in levende kracht, welke de progressieve beweging der molekulen van een lichaam ondergaat, als het lichaam van het vriespunt tot het kookpunt van water verwarmd wordt, mits dit lichaam oorspronkelijk een hoeveelheid levende kracht bezit gelijk aan de eenheid. Even goed ligt de definitie van temperatuur in deze schrijfwijze opgesloten.

Hadden wij niet alleen de levende kracht der progressieve bewe-

ging, maar de totale hoeveelheid in het oog gehouden, dan hadden we voor α dezelfde waarde gevonden; mits we mogen aannemen, dat de verhouding tusschen die twee hoeveelheden voor een bepaalde stof een onveranderlijk getal is, welke ook de densiteit der stof is; iets wat waarschijnlijkheid heeft, maar nog niet is kunnen bewezen worden. Zoo wij onze formule (γ) voor alle graden van densiteit toepassen, dus zoowel als de stof een gas, als wanneer het een vloeistof genoemd wordt, onderstellen wij dus bij onze bepaling van α , dat de levende kracht der progressieve beweging onafhankelijk is van de densiteit; dus dat een molekuul water en een molekuul damp van 0 graden even groote snelheid van progressieve beweging hebben. En deze onderstelling heeft zeker nog hooger graden van waarschijnlijkheid, dan die, waarbij de totale hoeveelheid gelijk beschouwd wordt.

Later zullen wij door voorbeelden de juistheid van onze vergelijking ook bij vloeistoffen aantoonen, en daardoor de hierboven gegeven definitie van α rechtvaardigen. De vergelijking (γ) kan dus onder de volgende gedaante geschreven worden

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R(1 + \alpha t) (d)$$

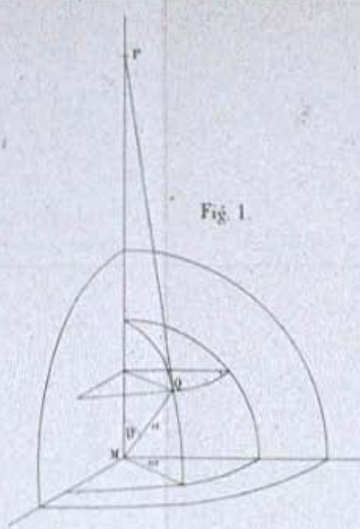


Fig. 1.

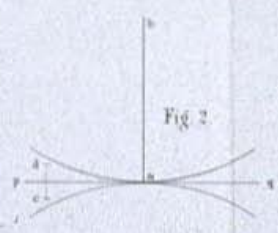


Fig. 2.

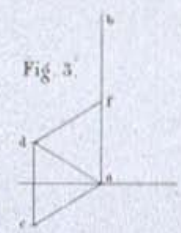


Fig. 3.

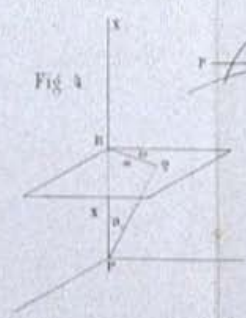


Fig. 4.

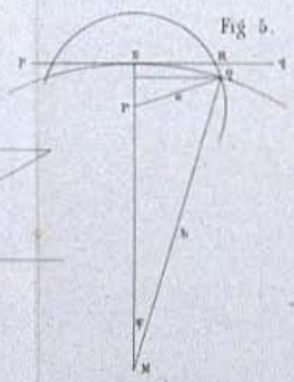


Fig. 5.

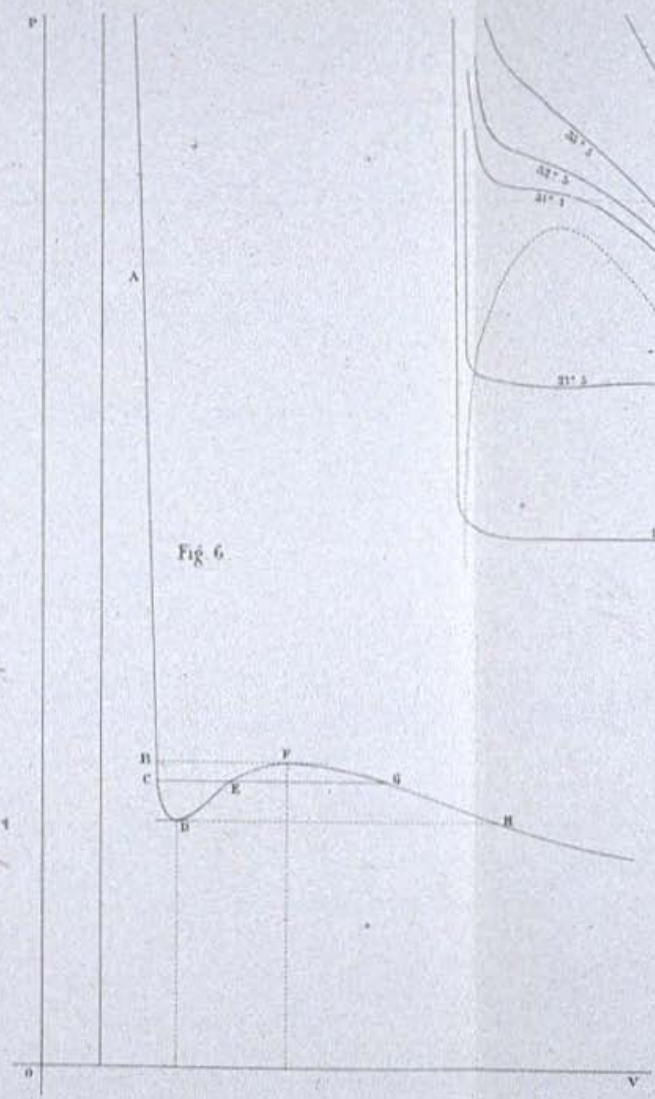


Fig. 6.

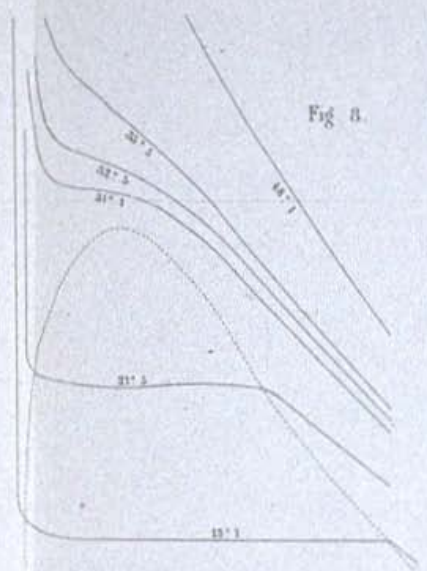


Fig. 8.

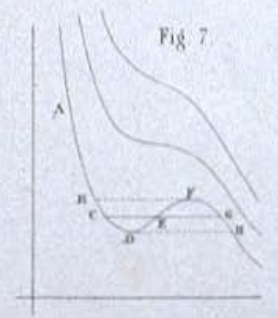


Fig. 7.